Experimentelle und theoretische Untersuchungen über die teilweise Polarisation des im Magnetfelde emittierten Lichtes.

(Ausgeführt im Göttinger Phys. Institut.)

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

hohen philosophischen Fakultät

der

Georg-August-Universität zu Göttingen

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

vorgelegt von

Wilhelm Wiechern
aus Lauenbrück (Prov. Hannover).

Göttingen 1913.
Druck der Dieterichschen Universitäts-Buchdruckerei (W. Fr. Kaestner).

Angenommen von der math.-naturwissenschaftlichen Abteilung.

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Juli 1912.

Referent: Herr Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. W. Voigt.

Meiner lieben Mutter
und dem Andenken meines lieben Vaters.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548101_0174

Inhaltsverzeichnis.

		Seite
I.	Einleitung	1—4
II.	Experimenteller Teil	4—21
	1. Versuchsanordnung	4
	2. Gang der Versuche	5
	3. Berechnung des Intensitätsverhältnisses $\frac{E_p}{E_s}$ aus den Ablesungen am Polarimeter	6
	4. Beobachtungsresultate	8
	5. Berücksichtigung sekundärer Umstände, die auf den Effekt der teilweisen Polarisation influieren könnten	17
III.	Theoretischer Teil	21—42
	1. Berechnung der Gesamtemission einer ausgedehnten Lichtquelle	21
	2. Prüfung der entwickelten Formeln durch Vergleichung mit photometrisch gemessenen Emissionslinien, sowie Bestimmung der Parameter ν' und $\overline{n\varkappa}$	27
	3. Numerische Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ der D_1-Linie	34
	4. Numerische Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ der D_2-Linie	37
	5. Numerische Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ im Falle eines normalen Zeemanschen Triplets	39
	6. Der Einfluß der Dampfdichte auf die teilweise Polarisation	40
	7. Die teilweise Polarisation und der Zeeman-Effekt	41
IV.	Zusammenfassung der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit	42

I. Einleitung.

Während der letzten fünfzehn Jahre bildete die Erforschung des Zeeman-Effekts den Gegenstand zahlreicher physikalischer Arbeiten. Die meisten befaßten sich mit der Feststellung der Aufspaltung bestimmter Spektrallinien und der Auffindung gewisser Gesetzmäßigkeiten; nur eine verhältnismäßig geringe Anzahl behandelte die Frage der Verteilung der Intensität auf die einzelnen Komponenten, welche schon bald nach der Zeemanschen Entdeckung[1]) von Egoroff und Georgiewsky[2]) angeschnitten worden war.

Die zuletzt genannten Forscher machten die Wahrnehmung, daß Bunsenflammen, die mit Dämpfen von Natrium, Kalium oder Lithium gefärbt sind, bei der Einwirkung des Magnetfeldes in der Richtung senkrecht zu den Kraftlinien nicht natürliches Licht, sondern ein Gemisch von natürlichem und von parallel den Kraftlinien polarisiertem aussenden. Dieselbe Beobachtung wurde auch bei einigen andern Lichtquellen gemacht; jedoch zeigten sich hinsichtlich der Größe der teilweisen Polarisation individuelle Unterschiede. Die an sich sehr merkwürdige Erscheinung der partiellen Polarisation durch das Magnetfeld wurde binnen kurzem auch von andern Physikern bestätigt; im einzelnen wurden folgende Tatsachen festgelegt[3]):

a. Partielle Polarisation auf obige Weise tritt nur bei solchen Spektrallinien auf, bei denen Selbstumkehr möglich ist.
b. Möglichst monochromatische Spektrallinien zeigen den Effekt deutlicher als solche, die eine sehr große Breite haben; bei mit Salzen überladenen Flammen verschwindet er.
c. Die Intensität des gesamten von einer Bunsenflamme emittierten Lichtes nimmt im Magnetfelde zu.

1) P. Zeemann: Phil. Mag. (5) 44. S. 255. 1897.
2) N. Egoroff und N. Georgiewsky: C. R. 124. 1897. S. 748—749. S. 949. C. R. 125. S. 16—17. 1897.
3) A. Cotton: C. R. 125. S. 1169—1172. 1897.

Die erste eingehende theoretische Erörterung der vorliegenden Beobachtungen unternahm H. A. Lorentz [1]); in mehreren Veröffentlichungen brachte er folgende Gedanken zum Ausdruck:

Bezeichnet J_2 die Emissionsintensität der parallel zu den Kraftlinien schwingenden Komponente eines normalen Zeemanschen Triplets, und versteht man unter J_1 bezw. J_3 diejenige einer senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Komponente, so liegt es nahe, für den idealen Fall eines normalen Zeemanschen Triplets bei transversaler Beobachtungsrichtung die Relation aufzustellen:

$$J_1 = J_3 = \tfrac{1}{2} J_2$$

oder

$$J_1 + J_3 = J_2.$$

Demgegenüber liefert die tatsächliche Beobachtung Verhältnisse, die durch die Ungleichung charakterisiert werden:

$$J_1 + J_3 > J_2.$$

H. A. Lorentz versucht auf zwei Wegen zur Lösung des Problems zu gelangen, erstens mit der Annahme, daß sich unter dem Einfluß des Magneten nicht nur die Frequenzen, sondern auch die Schwingungsamplituden ändern. Die Durchführung einer genauen Rechnung liefert für die Mittelkomponente des Triplets, sowohl ohne als auch mit Magnetfeld, den Wert J_2, für die Außenkomponenten $J_1 + \varepsilon$ bezw. $J_3 + \varepsilon'$, wo ε und ε' sehr kleine Intensitätszunahmen bedeuten, die allerdings so klein sind, daß man ihre Existenz auf experimentellem Wege nicht würde nachweisen können.

Da aber die teilweise Polarisation recht erhebliche Beträge annehmen kann, so versucht H. A. Lorentz eine zweite Erklärung, indem er nämlich die Wirkung der Absorption mit berücksichtigt.

Daß dabei ein inhomogenes Magnetfeld das von der Lichtquelle transversal emittierte Licht partiell polarisieren kann, ist leicht einzusehen. Wenn nämlich die äußern Schichten einer Flamme sich an einer Stelle befinden, wo das Magnetfeld nahezu gleich Null ist, so absorbieren sie im wesentlichen von dem aus andern Teilen der Flamme durch sie hindurch geschickten Lichte, falls in jenen Gebieten größere Feldstärken vorherrschen, nur solches Licht, dessen Frequenz wenig von der Frequenz des Elektrons abweicht, das dem Einfluß des magnetischen Feldes nicht ausgesetzt ist, während die Komponenten mit stark veränderten Schwingungs-

1) H. A. Lorentz: Kon. Akademie van Wetenschappen (Amsterdam). S. 193 bis 209. 1897. Arch. Néerl. S. 1—28. 1899. Rapp. prés. au Congrès intern. d. Phys. S. 28. 1900.

zahlen in der betreffenden äußern Schicht keine Schwächung erleiden. Das in einem solchen inhomogenen Felde emittierte Licht enthält also einen parallel dem Felde polarisierten Anteil, vorausgesetzt, daß bei der Aufteilung der Spektrallinie die parallel den Kraftlinien schwingenden Komponenten sich weniger von der Nullage entfernen als die senkrecht zu ihnen schwingenden.

Genaue Beobachtungen von Cotton[1]) beweisen aber, daß auch das im homogenen Felde emittierte Licht partiell polarisiert erscheint. Cotton seinerseits zieht zur Erklärung Temperaturverhältnisse heran, indem er annimmt, daß bei höherer Temperatur die Aufspaltung einer Spektrallinie stärker ist als bei niedriger. Im Bereiche kühlerer Schichten am Rande der Flamme würde die Aufteilung der Spektrallinie geringer sein, als in den mittleren Schichten der Lichtquelle. Da aber bisher die Temperaturvorgänge in der Lichtquelle sich noch fast jeder Kenntnis entziehen, so mußte Cotton es bei seinen Vermutungen bewenden lassen.

Einen neuen Gesichtspunkt bringt H. A. Lorentz[2]) an die vorliegende Frage heran, indem er der endlichen Dicke einer Flamme Rechnung trägt. Entsprechend der halben Emissions-Intensität der einzelnen äußern Komponente gegenüber der Mittelkomponente, wird jede äußere für sich nicht so stark absorbiert wie die mittlere. Bei sehr dünnen Schichten würden die senkrecht schwingenden Komponenten ebensoviel absorbieren wie die parallel schwingende; bei größeren Flammendicken jedoch kommt das Exponentialgesetz zur Geltung, sodaß die letztere mehr geschwächt wird als jene beiden zusammen. In diesem Falle, der keine Inhomogenitäten des Feldes und keine Temperaturschwankungen voraussetzt, liegt also die Möglichkeit vor, ebenso wie bei letzteren Annahmen sich ein Zustandekommen des Zustandes der teilweisen Polarisation zu erklären.

Einen Schritt vorwärts auf diesem Wege machte W. Voigt[3]) in seiner Arbeit: „Allgemeines über Emission und Absorption in Zusammenhang mit der Frage der Intensitätsmessungen beim Zeeman-Effekt“, in welcher er Grundformeln für die Emission ausgedehnter Lichtquellen aufstellt, die als Grundlage für die Vergleichungen quantitativer Beobachtungen des fraglichen Phänomens mit der Absorptions-Hypothese dienen können. Es ist in diesem Falle nötig, die einzelnen Spektrallinien der Messung zu unter-

1) Siehe Seite 1, Fußnote 3.

2) H. A. Lorentz: Rapp. prés. l. c.

3) W. Voigt: Nachr. d. Königl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen 1911. Mit einem Zusatz von H. A. Lorentz.

ziehen. Herr Dr. Försterling hat nach der von W. Voigt angegebenen Methode auch orientierende Beobachtungen ausgeführt.

Herr Prof. W. Voigt veranlaßte mich,

a) diese Messungen fortzusetzen;

b) zu untersuchen, inwieweit sekundäre Umstände auf den Effekt influieren;

c) die Resultate der Beobachtung mit den Ergebnissen der Absorptionstheorie zu vergleichen.

II. Experimenteller Teil.

1. Versuchsanordnung.

Es wurde dieselbe Versuchsanordnung[1]) beibehalten, welche Dr. Försterling anwandte. Die Lichtquelle befand sich zwischen den Polen eines Elektromagneten. Durch ein Linsensystem von ziemlich großer Brennweite wurde das normal zu den Kraftlinien emittierte Licht auf den Kollimatorspalt eines großen Fueßschen Spektrometers geworfen, nachdem es zuvor das Polarimeter, eine Vorrichtung, bestehend aus zwei Sätzen von je vier planparallelen Glasplatten, und einen dünnen Kalkspatkeil unmittelbar vor dem Spalte passiert hatte. Ein stark brechendes Glasprisma bezw. ein Beugungsgitter (Thorp's Transparent Replica of Rowland diffraction grating, 14478 lines to the inch), lieferte die Spektra, deren Linien durch einen Okularspalt isoliert werden konnten. Im Okular befand sich ein analysierender Nikol; seine Polarisationsebene wurde in die horizontale bezw. vertikale Stellung gebracht, wie es die übrige Versuchsanordnung eben nötig machte. Die horizontal verlaufende brechende Kante des Kalkspatkeiles lag unter 45° gegen die optische Achse geneigt. Die beiden Plattensätze des Polarimeters ließen sich um zwei horizontale bezw. vertikale Achsen drehen. Weil die Symmetriestellung hierbei gewahrt wurde (nach dem Schema ///\\\), so wurde dadurch eine Verschiebung des Bildes auf dem Spektrometerspalte vermieden.

1) W. Voigt l. c.

Die Schwingungsrichtungen des Kalkspatkeiles waren um $\pm 45^0$ gegen die Vertikale geneigt.

Der Spalt war so weit geöffnet, als es die Entfernung benachbarter Spektrallinien irgend gestattete. Das angewandte Magnetfeld und ebenso die auflösende Kraft des Prismas bezw. Gitters waren zu schwach, um einen wirklichen Zeeman-Effekt hervorzubringen; die Spaltbilder der p- und s-Komponenten überdeckten sich merklich vollständig.

Infolge der beschriebenen Anordnung zeigte sich im allgemeinen das jeder Farbe entsprechende Spaltbild von dunklen horizontalen Interferenzstreifen durchzogen, die nur verschwanden, wenn mit Hülfe des Glasplattensatzes Gleichheit zwischen den p- und s-Komponenten hergestellt wurde. Die Einstellung des Polarimeters ließ sich dadurch sicherer gewinnen, daß man dem Kalkspatkeil kleine Bewegungen auf- und abwärts erteilte und somit die Interferenzstreifen im Gesichtsfelde etwas bewegte.

Über die jeweilig benutzten Lichtquellen und etwaige spezielle Einrichtungen der Versuchsanordnung wird unten berichtet werden.

2. Gang der Versuche.

Eine bestimmte breite Spektrallinie wurde mit dem im Okular befindlichen Spalte völlig isoliert. Um möglichst gut auszumessende Gesichtsfelder zu erhalten, machte die geringe Entfernung gewisser Spektrallinien voneinander es häufig notwendig, zur Vergrößerung der Dispersion das Licht auf das Beugungsgitter schief auffallen zu lassen. So gelang es mir z. B., in den beiden nur um 6 A.E. in der Wellenlänge differierenden D-Linien, deren Trennung nur bei sehr schmalem Kollimatorspalte möglich war, ohne allzu große Anstrengung sichere okulare Messungen zu machen. Der Verlauf der Intensitätsmessung war folgender: Zunächst wurden bei unerregtem Magnetfelde durch Drehung des Polarimeters Interferenzstreifen hervorgerufen und dieselben sodann durch langsames Zurückdrehen nach der Nullstellung zu allmählich wieder zum Verschwinden gebracht. Nach einiger Übung konnte ich diese Einstellungen mit einer Genauigkeit von ca. $0{,}5^0$—1^0 machen. Dasselbe Verfahren wandte ich bei erregtem Magnetfelde an; dabei ergab sich in den meisten Fällen ein anderer Winkel für das Verschwinden der Polarisationserscheinung. Waren die Achsen, um die sich die Systeme der Planplatten drehten, senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien orientiert, so war der Einfluß, den das Magnetfeld auf die Erscheinung ausübte, stets derart, daß das

Polarimeter um einen größeren Winkel gedreht werden mußte, um die Gleichheit der p- und s-Komponenten wieder herzustellen.

Die Bestimmung der Feldstärke wurde mit Hülfe einer Wismutspirale von Hartmann und Braun gemacht. Für quantitative Beobachtungen und ihre theoretische Verwendung ist die völlige Homogenität des Magnetfeldes eine unerläßliche Vorbedingung, die sich praktisch auch merklich realisieren läßt. Daß sie erfüllt ist, ist weiterhin, ohne ihrer in jedem besonderen Falle Erwähnung zu tun, stets Voraussetzung.

3. Berechnung des Intensitätsverhältnisses $\frac{E_p}{E_s}$ aus den Ablesungen am Polarimeter.

φ_0 = Einfallswinkel des Lichtes auf das Polarimeter bei nicht erregtem Magneten.
χ_0 = zugehöriger Brechungswinkel.
φ = Einfallswinkel bei erregtem Magneten.
χ = zugehöriger Brechungswinkel.
E_s und E_p = emittierte Intensitäten.
D_s und D_p = Intensitäten des Lichtes nach seinem Durchgange durch das Polarimeter.

Für den Fall, daß das Licht acht planparallele Platten passiert, gilt bei Vernachlässigung der innern Reflexionen die Beziehung[1]):

$$\text{(I)} \qquad \frac{D_s}{D_p} = \frac{E_s}{E_p} \cdot \cos^{32}(\varphi - \chi); \quad \sin\varphi = n \,.\, \sin\chi.$$

Die Polarisationserscheinung verschwindet, wenn $\frac{D_p}{D_s}$ einen Wert k, nahe Eins, erreicht, der von der Unterschiedsempfindlichkeit abhängt. Bei nicht erregtem Felde ist $E_s = E_s^0$; $E_p = E_p^0$ und zumeist $E_s = E_p$, die Formel (I) nimmt also beim Verschwinden der Streifen folgende Form an:

$$\text{(II)} \qquad k = \frac{E_s^0}{E_p^0} \cos^{32}(\varphi_0 - \chi_0),$$

während bei erregtem Magneten die Gleichung gilt:

$$\text{(III)} \qquad k = \frac{E_s}{E_p} \cdot \cos^{32}(\varphi - \chi).$$

1) P. Drude: Lehrbuch der Optik. S. 271.

Aus (II) und (III) folgt:

$$\text{(IV)} \qquad \boxed{\frac{E_p/E_p^0}{E_s/E_s^0} = \frac{\cos^{32}(\varphi-\chi)}{\cos^{32}(\varphi_0-\chi_0)}}.$$

Nach dieser Formel läßt sich also aus den entsprechenden Ablesungen am Polarimeter (φ_0 und φ) das Verhältnis der emittierten Intensitäten berechnen.

Da diese Beziehung (IV) die innern Reflexionen nicht berücksichtigt, so habe ich deren Einfluß empirisch konstatiert, indem ich aus experimentell gewonnenen Werten eine Tabelle aufstellte, die jedem Wert von φ das zugehörige Intensitätsverhältnis $\frac{D_p}{D_s}$ zuordnet. Vor den Plattensatz brachte ich einen polarisierenden Nikol, und nachdem ich das Beugungsgitter und den Kalkspatkeil entfernt hatte, betrachtete ich bei gerader Durchsicht das weiße Licht eines Auerbrenners. Den Polarisator und den Analysator kreuzte ich und orientierte ihre Polarisationsebenen so, daß sie zur horizontalen und vertikalen Richtung um 45° geneigt waren. War $\varphi_0 = 0$, so wurde hierdurch alles Licht ausgelöscht; sobald ich das Polarimeter drehte, hellte sich das Gesichtsfeld auf, welchen Effekt ich durch Drehungen des Polarisators eliminieren konnte. Auf diese Weise ließ sich die erwähnte Tabelle gewinnen.

φ_0	$\frac{D_p}{D_s}$ (beobachtet)	$\frac{D_p}{D_s}$ (berechnet) $= \cos^{32}(\varphi_0-\chi_0)$
5°	0,975	0,986
8°	0,949	0,964
10°	0,926	0,945
12°	0,916	0,920
13 3/4°	0,880	0,897
16 1/4°	0,822	0,838
20°	0,760	0,787
22 1/2°	0,712	0,736
25°	0,652	0,681
27°	0,600	0,635
30°	0,550	0,564
33°	0,490	0,480

Die Übereinstimmung ist keine vollständige, weil die berechneten $\frac{D_p}{D_s}$ die inneren Reflexionen nicht berücksichtigen, die, wie die obige Tabelle lehrt, tatsächlich nicht vernachlässigt werden dürfen. Da meine Beobachtungen allmählich eine ziemliche Genauigkeit erreichten, so habe ich der empirischen Tabelle bei der numerischen Verrechnung der Resultate den Vorzug gegeben.

4. Beobachtungsresultate.

Die Resultate meiner Messungen sind der Übersichtlichkeit halber nicht in Tabellen, sondern in Kurventafeln wiedergegeben, deren Dimensionen der Beobachtungsgenauigkeit entsprechen.

a. Helium.

Als Lichtquelle diente eine He-Geißlerröhre, die durch Wechselstrom zum Leuchten gebracht wurde. Bei der ersten Versuchsreihe war die Kapillare, die einen Außendurchmesser von 5 mm hatte, parallel den magnetischen Kraftlinien in die durchbohrten Polschuhe eingelassen, bei der zweiten war sie normal zu den Kraftlinien orientiert. In beiden Fällen stellte ich sie vertikal auf; demgemäß mußte ich im ersten den Polarimeter-Achsen die wagerechte, im zweiten die senkrechte Lage erteilen.

Die Zerlegung des Lichtes geschah im ersten Falle mittelst eines stark brechenden Prismas, im andern mit Hülfe des oben erwähnten Gitters. Beide Vorrichtungen lieferten gleich gute Spektra. Für die definitiven Untersuchungen verwandte ich nur das Beugungsgitter.

Der Elektromagnet mit sehr dünnem Windungsdraht lieferte bei einer Belastung mit 2 Amp. und einem Polabstand von 10 mm ein Feld von 6500 Gauß.

Ein deutlicher Einfluß des Magnetfeldes war nur bei dreien der Heliumlinien zu konstatieren, bei der roten ($\lambda = 6876$), der gelben ($\lambda = 5876$) und der hellgrünen ($\lambda = 5016$). Bei beiden Versuchsreihen zeigten sich hinsichtlich des Typus und der Größe des Effekts der teilweisen Polarisation ziemlich gute Übereinstimmungen. Diese Tatsache ist auch insofern bemerkenswert, da sie den Schluß zuläßt, daß die durch die Erregung des Magneten hervorgerufenen Helligkeitsänderungen — bei der ersten Orientierung der Kapillare tritt Abnahme, bei der zweiten Zunahme der Intensität ein — innerhalb gewisser Grenzen die Messung der teilweisen Polarisation nicht wesentlich beeinflussen.

Gelb. $\lambda = 5876$.

Die teilweise Polarisation hat bei ca. 3400 Gauß ein Maximum[1]), dessen Existenz sich in folgender Weise leicht demonstrieren läßt. Man stellt zunächst auf das Verschwinden der Interferenzstreifen bei 3400 Gauß ein; wenn man dann das Feld größer oder kleiner macht, so tritt in beiden Fällen die Polarisationserscheinung wieder auf, die durch ein Zurückdrehen der Plattensätze wieder beseitigt werden kann (s. Taf. I A).

Rot. $\lambda = 6876$.

Der Effekt stimmt mit dem bei der gelben Linie qualitativ und nahezu auch quantitativ überein; er hat auch ein Maximum zwischen 3500 und 4000 Gauß, allerdings von geringerem Betrage als in jenem Falle (s. Taf. I. A).

Grün. $\lambda = 5016$.

Die teilweise Polarisation ist gering, aber dennoch deutlich zu konstatieren. Ob ein Maximum vorhanden ist, kann nicht sicher behauptet werden (s. Taf. I A).

b. Natrium.

Die Lichtquelle.

Als Lichtquelle benutzte ich eine Gebläseflamme, in die aus einem Gouy-Zerstäuber NaCl-Lösung eingeführt wurde, eine Einrichtung, wie sie z. B. Geiger[2]) im Göttinger Physik. Institut bei seinen Untersuchungen über die Begleiterscheinungen beim longitudinalen Zeeman-Effekt auch verwandt hatte und wie sie von ihm eingehend beschrieben worden ist. Bei den „experimentellen und theoretischen Untersuchungen über die Spektrallinien D_1 und D_2“ von Hj. V. Brotherus[3]) gelangte ebenfalls diese Methode zur Anwendung. Ein Luftüberdruck von 76 mm Hg erzeugte mir eine vollständig gleichmäßig brennende Stichflamme von ca. 24—26 cm Höhe und 9 mm maximaler Dicke. Es wurde nacheinander bei vier Konzentrationen beobachtet:

$m = 1/2$:	auf 200 ccm	Wasser	36 g	NaCl
$m = 1/4$:	„ 400 „	„	36 g	„
$m = 1/8$:	„ 800 „	„	36 g	„
$m = 1/16$:	„ 1600 „	„	36 g	„

1) W. Voigt: l. c. S. 17.

2) L. Geiger: Ann. d. Phys. 23. S. 758. 1907.

3) Hj. V. Brotherus: Ann. d. Phys. 38. S. 397—433. 1912.

Der Magnet.

Der Elektromagnet mit Windungen aus dickem Draht konnte bis zu 20 Amp. belastet werden und lieferte bei einem Polabstand von 10 mm Felder von höchstens 11200 Gauß. An seinen flachen Polschuhen war eine Wasserkühlung angebracht, die eine starke Erwärmung durch die zwischen ihnen befindliche Gebläseflamme verhinderte. Die magnetischen Kraftlinien verliefen horizontal.

Versuchsergebnisse.

α. D_1-Linie ($\lambda = 5896$).

Die teilweise Polarisation durch das Magnetfeld erreicht bei ca. 5500 Gauß bei allen vier Konzentrationen annähernd dasselbe Maximum (s. Taf. I B).

β. D_2-Linie ($\lambda = 5890$).

Sämtliche vier Versuchsreihen lassen bei dieser Linie einen andern Typus als bei D_1 erkennen. Der Effekt ist bedeutend größer als bei dieser letzteren, überschreitet bis 11200 Gauß kein Maximum, sondern scheint sich einem Grenzwert zu nähern (s. Taf. I B).

In welchem Sinne eine eventuelle Abhängigkeit der teilweisen Polarisation von der Dampfdichte vorliegt, kann aus den vorliegenden Resultaten nicht mit Sicherheit geschlossen werden, da die Resultate der vier Versuchsreihen außerordentlich wenig voneinander abweichen. Um diese Frage zu entscheiden, wäre es auch wohl nötig gewesen, zu bedeutend geringeren Konzentrationen als den benutzten zu kommen; doch hätten sich unter den vorwaltenden Umständen der Beobachtung große Schwierigkeiten in den Weg gestellt, da es ohnehin, selbst bei den stärksten Konzentrationen der zerstäubten Salzlösung, infolge der sehr geringen Breite der getrennten Spektrallinien nicht ganz leicht war, sichere Messungen zu machen. Um übersichtliche Verhältnisse zu haben, stelle ich in Taf. I B statt der vier wenig von einander abweichenden Kurven nur eine Kurve des arithmetischen Mittels aus je vier entsprechenden Ordinaten dar. Mit Erregung des Magnetfeldes hellte sich in allen Fällen die Spektrallinie auf, was auch schon früher beobachtet wurde[1]).

Es sei an dieser Stelle noch ein Kontrollversuch mitgeteilt, der wegen einer Auswechslung einiger wichtiger Teile am Gouy-

1) N. Egoroff und N. Georgiewsky C. R. 125. S. 16—17. 1897.

Zerstäuber gemacht werden mußte. Es wurde bei einem Luftüberdruck von 76 mm eine ruhig brennende Stichflamme von 23 bis 26 cm Höhe und ca. 12 mm Dicke erzeugt, die von der Lichtquelle bei den Hauptversuchen nur hinsichtlich der Dicke abwich, die bei diesen nur ca. 9 mm betrug. Die numerischen Resultate zeigten für beide Anordnungen gute Übereinstimmung.

c. Lithium.

Rot. $\lambda = 6708$.

Die Versuchsanordnung war dieselbe wie bei Natrium. Der Verlauf der teilweisen Polarisation zeigt sowohl im Typus wie in der Stärke eine sehr große Ähnlichkeit mit dem Effekt an der D_2-Linie.

Obwohl für drei verschiedene Konzentrationen die Messungen ausgeführt wurden, läßt sich doch über den Einfluß der Dampfdichte nichts Bestimmtes aussagen (s. Taf. I C).

d. Thallium.

Grün. $\lambda = 5351$.

Die Lichtquelle erhielt ich auf demselben Wege wie bei den Versuchen mit Na resp. Li, nachdem ich zuvor mich bemüht hatte, allerdings mit negativem Erfolge, mit Hülfe einer Perle für längere Dauer ein brauchbares Thallium-Spektrum zu gewinnen. Wegen der geringen Löslichkeit der Thallium-Salze ließ sich mit dem Gouyschen Zerstäuber nur wenig Substanz in die Flamme einführen; infolgedessen gestattete nur die intensive grüne Linie eine quantitative Bestimmung der partiellen Polarisation.

Es wurde sicher festgestellt, daß der Effekt nur sehr gering ist; denn in keinem Falle betrug die Differenz der Polarimetereinstellungen mit und ohne Feld mehr als 2^0 (s. Taf. I C).

e. Strontium.

Blau. $\lambda = 4608$.

In die Gebläseflamme wurde mit einem Luftüberdruck von 81 mm Hg eine gesättigte Lösung von $SrCl_2$ aus dem Zerstäuber eingeführt. Von sämtlichen Linien war nur die blaue $\lambda = 4608$ der Messung zugänglich. Die Beeinflussung der Helligkeit dieser Spektrallinie durch die Erregung des Magneten war ganz unbedeutend; es war eine recht beträchtliche teilweise Polarisation zu konstatieren (s. Taf. I C).

f. Quecksilber.

Die Lichtquelle.

Als Lichtquelle benutzte ich α) eine von der Firma Heräus-Hanau gelieferte Quarzlampe mit Amalgamfüllung[1]), dieselbe, welcher Lunelund[2]) sich bei seinen Untersuchungen „über die Struktur einiger Spektrallinien und ihren Zeeman-Effekt in schwachen Magnetfeldern“ bedient hatte, und β) eine Quecksilber-Geißlerröhre.

Die 10 mm dicke Quarzröhre, die eine wagerechte Lage hatte und parallel der Beobachtungsrichtung orientiert war, befand sich zwischen den 13,6 mm von einander entfernten flachen Polen des Elektromagneten mit dem dicken Windungsdraht. Mittelst einer Blende aus Blech konnte ich den Teil des Lichtes, der im homogenen Magnetfelde, nämlich genau zwischen den Polen des Elektromagneten, emittiert wurde, aussondern; ich ließ ihn nach oben, also normal zu den Kraftlinien, austreten und durch Reflexion an einer an der Vorderseite versilberten Glasplatte in den Spektralapparat gelangen. Hier war also E_s^0 nicht streng gleich E_p^0.

Ohne Magnetfeld brannte die Lampe ruhig bei 2,4 Amp. Stromstärke und ca. 60 Volt Elektrodenspannung. Infolge der Erwärmung sank nach einiger Zeit die Stromstärke herab auf 1,6 Amp., während die Spannung allmählich zunahm bis 85 Volt. Durch Regulierung des Vorschaltwiderstandes ließ sich wohl die ursprüngliche Stromstärke, doch nicht die Elektrodenspannung wieder erreichen. Bei den eben angegebenen Verhältnissen waren nur die Quecksilber-Linien $\lambda = 5790$, 5769, 5461 und 4359 so deutlich, daß in ihnen gemessen werden konnte. Um auch die Quecksilberlinien $\lambda = 6235$, 4916, 4046, die Cadmiumlinien 5086, 4800, 4678 und die Wismutlinie 4722 der Messung zugänglich zu machen, war es nötig, größere Stromstärken und höhere Spannungen anzuwenden.

Die Erregung des Magneten bewirkte ein Sinken der Stromstärke um 0,5—1 Amp. und ein plötzliches Ansteigen der Elektrodenspannung um 30—40 Volt und eine gleichzeitige Helligkeitsabnahme des Spektrums, die bei weniger leuchtenden Linien besonders auffällig war, sich aber durch Ausschalten von Vorschaltwiderstand wieder kompensieren ließ.

1) 20% Pb 60% Hg 20% Bi ½% Cd ½% Zn.
2) Lunelund: Ann. d. Phys. 31 S. 205. 1911.

Von den Linien des Spektrums der Quecksilber-Geißlerröhre konnten nur $\lambda = 5790, 5769, 5461$ und 4359 der Messung unterworfen werden. War die Kapillare der Röhre parallel den Kraftlinien des Magneten orientiert, so nahm bei dessen Erregung die Helligkeit des Spektrums ab, während sie zunahm, wenn der Leuchtfaden in der Geißlerröhre normal zum Felde gerichtet war, bis hinauf zu Feldern von ca. 3000 Gauß, durch welche er erheblich deformiert wurde.

Die Versuchsergebnisse.

Rot. $\lambda = 6235$.

Wegen der geringen Intensität dieser Linie sind die Messungen in ihr mit größeren Fehlern behaftet als bei den anderen beobachteten Frequenzen. Es konnte dennoch mit Sicherheit festgestellt werden, daß der Einfluß des Magneten auf die partielle Polarisation in $\lambda = 6235$ nicht unerheblich ist.

Gelb. $\lambda = 5790$.

α. Lichtquelle: Quarzlampe.

Die teilweise Polarisation durch das Magnetfeld ist sehr gering; $\varphi - \varphi_0$ beträgt kaum mehr als $2^1/_4{}^0$. Daß hier wirklich eine Beeinflussung des Intensitätsverhältnisses vorlag und nicht die durch die Erregung des Magneten bewirkte Helligkeitsabnahme nur den Schwellenwert meiner Einstellungen um $\varphi - \varphi_0$ erhöht hatte, konnte ich dadurch nachweisen, daß wenn ich bei eingeschaltetem Magneten durch Erhöhung der Stromstärke in der Lampe die ursprüngliche Helligkeit wieder herstellte, sich der Einstellungswert φ nur um noch weniger als $^1/_2{}^0$ verschob. Bei Ausschaltung des Magneten traten dann die Interferenzstreifen wieder auf, die durch Zurückdrehen des Polarimeters in die Stellung φ_0 wieder zum Verschwinden gebracht wurden.

β. Lichtquelle: Geißlerröhre $\perp$ Kraftlinien.

Der Effekt der teilweisen Polarisation ist scheinbar um etwas größer als der in α.

γ. Lichtquelle: Geißlerröhre $\parallel$ Kraftlinien.

Die erhaltenen Beobachtungsresultate liegen zwischen denen von α. und β.

Das obige Ergebnis stimmt mit dem von P. P. Koch[1]) gefundenen überein. Durch Abschätzung der Maximalintensitäten der p- und s-Komponenten, die, durch ein Wollastonprisma getrennt, verschiedene Bilder lieferten, erhielt er für die Änderung des Intensitätsverhältnisses durch das Magnetfeld einen Betrag von ca. 2 %.

Gelb. $\lambda = 5769$.

α. Lichtquelle: Quarzlampe.

Die teilweise Polarisation ist bei dieser Linie von demselben kleinen Betrage wie bei $\lambda = 5790$; von ihrer tatsächlichen Existenz konnte ich mich wie in jenem Falle überzeugen.

β. Lichtquelle: Geißlerröhre.

Die Messungen ergaben ein Resultat, das dem bei der andern gelben Linie gefundenen analog ist.

Hellgrün. $\lambda = 5461$.

α. Lichtquelle: Quarzlampe.

Mit Einschalten des Magneten nahm die Helligkeit dieser sehr intensiven Spektrallinie etwas ab; jedoch war die dadurch hervorgerufene Veränderung des Schwellenwertes für die Einstellungen am Polarimeter, welche nach oben angegebenem Verfahren leicht zu ermitteln ist, so klein, daß sie vernachlässigt werden konnte.

Die teilweise Polarisation nimmt erhebliche Beträge an; ein Maximum wird bis zu Feldern von 6000 Gauß nicht überschritten. Bei Verwendung größerer Feldstärken brannte die Lampe so unruhig, daß die Messungen eingestellt werden mußten (s. Taf. I D).

β. Lichtquelle: Geißlerröhre $\perp$ Kraftlinien.

Die Messungen ergeben denselben Typus des Effekts wie in α.; jedoch ist seine Stärke geringer als dort.

γ. Lichtquelle: Geißlerröhre $\parallel$ Kraftlinien.

Die partielle Polarisation ist bedeutend kleiner als in α. und auch nicht so groß wie in β.

---

1) P. P. Koch, Ann d. Phys. 34. S. 419. 1911.

Dunkelgrün. $\lambda = 4916$.

Wegen ihrer geringen Lichtstärke konnte diese Linie nur im Spektrum der Quarzlampe und hier auch nur bei 3,1 Amp. und 150 Volt der Messung unterworfen werden. Eine geringe Verschiedenheit der p- und s-Komponenten unter dem Einfluß des Magnetfeldes konnte bestimmt nachgewiesen werden; ob aber bei ca. 2200 Gauß der Effekt wirklich ein Maximum überschreitet, wie es den Anschein hat, vermochte ich nicht zu entscheiden, da die Abweichungen des größten Wertes der teilweisen Polarisation von den benachbarten innerhalb der Fehlergrenzen bleiben.

Indigo. $\lambda = 4359$.

α. Lichtquelle: Quarzlampe.

Wegen der großen Nähe der Wellenlängen $\lambda = 4337$ und 4339 erforderte die gesonderte Behandlung von 4359 eine Verengerung des Kollimatorspaltes, die naturgemäß eine Breitenabnahme des Gesichtsfeldes und damit größere Einstellungsschwierigkeiten im Gefolge hatte, die sich andererseits aber durch die Erhöhung der Leuchtintensität der Quarzlampe wieder beseitigen ließen.

Die teilweise Polarisation zeigt genau denselben Verlauf wie bei $\lambda = 5461$ und ist auch ganz von derselben Größenordnung (s. Taf. ID).

Da es nicht möglich war, bei demselben schmalen Spalte die isolierte Linie $\lambda = 4359$ im Spektrum der Geißlerröhre der Messung zu unterwerfen, so machte ich ihn breiter, was allerdings dazu führte, daß sich 4359, 4347 und 4339 überdeckten. Es interessierte mich zu wissen, wie unter diesen Umständen die teilweise Polarisation im Spektrum der Quarzlampe verläuft. Der gemessene Effekt hat denselben Charakter wie in der gesonderten Linie 4359, was insofern nicht verwunderlich ist, da ihre Stärke die der beiden benachbarten bedeutend übertrifft; er bleibt allerdings im Betrage hinter dem bei der isolierten Linie zurück. Diese letzte Wahrnehmung ist ganz in Übereinstimmung mit der von H. A. Lorentz[1]) konstatierten Tatsache, daß es für die Erzeugung beträchtlicher teilweiser Polarisation notwendig ist, möglichst monochromatisches Licht zu verwenden.

---

1) H. A. Lorentz: Kon. Akademie van Wetenschappen (Amsterd.) 1897. S. 201.

β. Lichtquelle: Geißlerröhre || Kraftlinien.

Es zeigt sich in den Resultaten eine große Ähnlichkeit mit dem entsprechenden Versuch an $\lambda = 5461$.

γ. Lichtquelle: Geißlerröhre $\perp$ Kraftlinien.

Die Ergebnisse weisen nahezu die gleichen Beträge auf wie $\lambda = 5461$ bei entsprechender Versuchsanordnung.

Violett. $\lambda = 4046$.

Durch Verengerung des Kollimatorspaltes konnte ich 4046 von den benachbarten Wellenlängen Pb $\frac{4062}{58}$ und Hg 4078 trennen. Ohne Magnetfeld brannte die Lampe bei 3,5 Amp. und 115 Volt; mit Erregung des Magneten sank die Stromstärke auf 2,8 Amp. herab, wo ich sie konstant zu halten suchte, während die Elektrodenspannung allmählich auf 150—160 Volt anwuchs. Mit Hilfe eines Rauchglaskeiles wurde festgestellt, daß selbst ziemlich beträchtliche Helligkeitsänderungen die Einstellungswerte am Polarimeter so gut wie gar nicht verschoben. Die teilweise Polarisation zeigt einen Effekt vom Typus und Betrage wie die Linien $\lambda = 5461$ und 4359 (s. Taf. ID).

Im Spektrum der Geißlerröhre war $\lambda = 4046$ zu lichtschwach, als daß genaue Messungen hätten vorgenommen werden können.

g. Cadmium.

Lichtquelle: Quarzlampe.

Grün. $\lambda = 5086$.

Der Effekt der teilweisen Polarisation ist gering; das scheinbare Maximum bei einem Magnetfelde von ca. 2000 Gauß konnte nicht einwandfrei nachgewiesen werden (s. Taf. IF).

Blau. $\lambda = 4800$.

Die teilweise Polarisation ist gering (s. Taf. IE).

Dunkelblau. $\lambda = 4678$.

Diese Linie konnte nur bei hohem Dampfdruck gemessen werden. Die teilweise Polarisation ist ein wenig größer als bei den beiden vorhergehenden Wellenlängen (s. Taf. IE).

h. Wismut.

Blau 4722.

Aus dem Wismutspektrum der Quarzlampe trat nur diese Linie genügend stark hervor. Die Stromstärke wurde auf 2,9 Amp. konstant gehalten. Die teilweise Polarisation ist nur von geringem Betrage (s. Taf. I F).

i. Zusammenstellung der Beobachtungsresultate.

Die mitgeteilten Ergebnisse zeigen in ihrer Mannigfaltigkeit, wie notwendig es ist, um die Frage der teilweisen Polarisation durch das Magnetfeld zur Lösung zu bringen, daß jede Frequenz für sich allein der Beobachtung unterworfen wird.

Ich fand bei allen untersuchten Spektrallinien einen Effekt in dem Sinne, daß die Intensität der p- kleiner ist als die der s-Komponenten, daß somit das im Magnetfeld emittierte Licht parallel zum Felde polarisiert ist. Es liegt nahe, aus der Zahl der beobachteten Linien Gruppen von solchen herauszusuchen, die hinsichtlich des Typus und Betrages der teilweisen Polarisation sich gleich verhalten:

1) Na 5890 und Li 6708.
2) Hg 5461, Hg 4359, Hg 4046.
3) Cd 5086, Cd 4800, Cd 4678.
4) He 5876 und He 6876.

Eine isolierte Stellung nehmen die andern Linien ein. Besonders charakteristisch ist das Verhalten von D_1 (Na 5896); bei dieser Spektrallinie hat die teilweise Polarisation ein Maximum, ähnlich wie bei He 5876 und 6876. Über die innere Beziehung dieser Gruppierung zum Zeeman-Effekt wird später eingegangen werden.

5. Berücksichtigung sekundärer Umstände, die die teilweise Polarisation beeinflussen könnten.

Wie schon in der Einleitung bemerkt, ist es eine zweite Aufgabe der vorliegenden Arbeit, zu untersuchen, inwieweit Nebenumstände die Messungen der teilweisen Polarisation beeinflussen. Solche Fehlerquellen konnten bestehen

a) in einer depolarisierenden Wirkung des benutzten Gitters[1]),
b) in Unregelmäßigkeiten innerhalb der Lichtquellen,
c) im physiologischen Einflüssen der durch das Magnetfeld verursachten Helligkeitsänderungen,

1) Béla Pogány: Ann. d. Phys. 37. S. 257. 1912.

d) im Einfluß der Glaswandung der betr. Lichtquellen.

ad a.

Es wäre denkbar, daß infolge konstruktiver Fehler oder äußerer Einflüsse, die auf die Oberfläche des benutzten Gitters nachteilig einwirken, dieses depolarisierte, wodurch dann der durch meine Messungen bestimmte Polarisationszustand von dem wirklichen abweichen müßte. Es ergab sich jedoch, daß ich durch den Analysator des Okulars bei gekreuzter Nikolstellung | und ⊥ zu den Gitterlinien sowohl beim direkten Bilde, wie auch in allen Farben des Spektrums I. Ordnung, welches nur für meine Beobachtungen in Betracht kam, die völlige Auslöschung des Lichtes erzielen konnte, das, von einem Auerbrenner kommend, dann durch einen Nikol vor dem Kollimatorspalte polarisiert, unter verschiedenen Winkeln schief durch das Gitter hindurchging. Es wurde damit bewiesen, daß der vorgegebene Polarisationszustand durch das benutzte Beugungsgitter keine merkliche Beeinflussung erfuhr.

ad b.

α. Deformation der Lichtquelle.

Eine äußerlich wahrnehmbare Deformation der Lichtquelle trat nicht bei der Gebläseflamme hervor, sondern nur bei den elektrisch erregten Lichtquellen. Bei der normal zum Feld orientierten Geißlerröhre war sie so beträchtlich, daß schon bei ca. 3000—3500 Gauß der Leuchtfaden derart an die Wandung der Röhre gedrängt wurde, daß die Beobachtungen von dieser Feldstärke an eingestellt werden mußten. Bei der parallel den Kraftlinien in die durchbohrten Polschuhe eingelassenen Geißlerröhre trat dies gewöhnlich nicht ein. Die Unterschiede, die zwischen den Resultaten der beiden Versuchsreihen bei einigen Spektrallinien vorhanden sind, glaube ich auf die Deformation der Lichtquelle zurückführen zu müssen.

β. Temperatur- und Dampfdruck-Schwankungen.

Daß große Temperaturunterschiede die Absorption erheblich beeinflussen, ist durch ein Experiment von H. A. Lorentz[1]) bewiesen worden.

Während meiner Versuche mit dem Gebläse können keine großen Schwankungen in der Temperatur und in der Dampfdichte vorgekommen sein, da ich stets darauf bedacht war, bei demselben

1) H. A. Lorentz: Arch. Néerl. l. c.

Luftüberdrück und der gleichen Gaszufuhr die Flammendimensionen möglichst konstant zu halten. Selbst wenn es mir entgangen wäre, daß der Gouy-Zerstäuber nicht ganz regelmäßig arbeitete, so brauchte ich aus diesem Grunde nicht auf erhebliche Fehler meiner Messungen zu schließen; denn wie die parallelen Versuchsreihen mit verschiedenen Konzentrationen von NaCl- und LiCl-Lösung lehren, variiert der Effekt nicht merklich mit der Dampfdichte, wenn deren Änderung innerhalb gewisser Grenzen bleibt.

Bei der Quarzlampe wurde der Einfluß der Temperatur- und Dampfdruck-Schwankungen auf folgende Weise studiert: Wenn die Lampe längere Zeit gebrannt hatte, so waren dadurch Temperatur und Dampfdruck in ihrem Innern gestiegen. Diesem Umstande trug ich Rechnung, indem ich, nachdem ich, von kleineren zu größeren Feldstärken kontinuierlich fortschreitend, eine Versuchsreihe erhalten hatte, für die verschiedenen Magnetfelder in bunter Reihenfolge die Einstellungen wiederholte. Bei dieser Kontrolle ergab sich stets, daß die Erhöhung der Temperatur und damit auch des Dampfdruckes, die während der Zeit stattfand, welche zwischen zwei Einstellungen bei demselben Magnetfeld lag, die teilweise Polarisation nicht merklich änderte.

ad c.

Physiologische Einflüsse.

Bei den obigen Messungen hängt die Genauigkeit in bedeutendem Maße von physiologischen Bedingungen ab. Der Einstellungswert φ_0, d. h. die Schwelle, für welche die Interferenzstreifen bei nicht erregtem Magnetfelde verschwinden, ist um so niedriger, je günstiger jene Bedingungen sind. Da sich mit der Einschaltung des Magneten die Helligkeit der beobachteten Spektrallinie in den meisten Fällen änderte, mußte ich feststellen, wie damit der Schwellenwert eventuell einen andern Betrag annahm.

In den Fällen, in welchen die Intensität mit dem Felde zunahm, kompensierte ich diesen Überschuß mit Hülfe eines Rauchglaskeiles. Es zeigte sich bis auf $^1/_2{}^0$ genau derselbe Schwellenwert wie ohne die künstliche Schwärzung.

Bei der Quarzlampe hatte ich es in der Hand, durch Zurückschalten des Widerstandes die mit der Erregung des Magneten verbundene Helligkeitsabnahme im Spektrum zu kompensieren. Die nachstehende Tabelle veranschaulicht diese Verhältnisse; sie zeigt zunächst, wie sich Stromstärke und Elektrodenspannung mit Einschalten des Magneten verändern; ferner gibt sie die Werte von φ an bei der geringeren und wiederhergestellten Intensität.

Ohne Feld: 2,4 Amp. 92 Volt. $\varphi_0 = 9^0$.

Feldstärke in $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$	bei verminderter Helligkeit			bei wiederhergestellter ursprünglicher Helligkeit		
	Stromstärke (Amp.)	Spannung (Volt)	φ	Stromstärke (Amp.)	Spannung (Volt)	φ
700	1,95	115	$12^1/_2{}^0$	2,4	107	$12^1/_2{}^0$
2600	1,92	132	20^0	2,4	132	20^0
3425	1,95	145	$22^3/_4{}^0$	2,4	138	22^0

Nach einiger Übung war ich imstande, Messungen zu machen, die mit einem mittleren Fehler von nur 0,2—0,3° behaftet waren.

ad d.

Einen Einfluß der Glaswandung auf die teilweise Polarisation kann man aus Folgendem vermuten:

Für die partielle Polarisation des Lichtes beim Durchgange durch planparallele Glasplatten ist, wie auf S. 7 ausgeführt worden ist, der Winkel, unter dem das Licht einfällt, von großer Bedeutung. Hierauf führe ich es zurück, daß die Resultate voneinander abweichen, welche ich einerseits bei vertikal gestellter Geißlerröhre und andererseits bei einer Neigung der Kapillare um 45° gegen die Vertikale und gegen die Beobachtungsrichtung erhielt. Theoretisch würde man im ersten Falle $\frac{E_s^0}{E_p^0} = 1$ setzen; während man im andern Falle einen merklich von Eins verschiedenen Wert von $\frac{E_s^0}{E_p^0}$ erhält. Wenn man nämlich für den Brechungsindex des Glases $n = 1{,}52$ annimmt und keine inneren Reflexionen zuläßt, so findet sich bei Anwendung der Formel (I) auf S. 6

$$\frac{E_s^0}{E_p^0} = 0{,}840.$$

In Wirklichkeit zeigte allerdings die Beobachtung keine so große Verschiedenheit zwischen den beiden genannten Versuchsreihen. Vielleicht läßt sich auch auf obige Weise folgende von Dongier[1]) wahrgenommene Erscheinung erklären, daß nämlich, wenn der Strom in der Geißlerröhre von unten nach oben ging und die magnetischen Kraftlinien von Norden nach Süden ver-

1) Dongier: C. R. 130. S. 244—45. 1900.

liefen, sodaß der Strom nach Osten abgedrängt wurde, sich nur von Osten gesehen, das Licht als polarisiert erwies. Von einer solchen Bevorzugung einer Beobachtungsrichtung habe ich bei meinen Messungen nichts bemerkt. Die benutzten Geißlerröhren, welche durch Wechselstrom zum Leuchten gebracht wurden, ergaben wohl definierte Intensitätsverhältnisse der einzelnen Komponenten, und die Kommutation der Stromrichtung in der Quarzlampe oder des Magneten führte zu keinen Abweichungen bei den charakteristischen Ergebnissen im Quecksilberspektrum. Gerade bei der Quarzlampe sonderte ich durch eine schmale Blende solches Licht aus, das vorzugsweise aus der Mitte des Lichtbogens kam und dessen Strahlen wohl fast alle normal die Wandung durchsetzten oder doch nur wenig von dieser Richtung abwichen.

III. Theoretischer Teil.

1. Berechnung der Gesamtemission einer ausgedehnten Lichtquelle.

Wie schon in der Einleitung bemerkt, sollen die Grundformeln für die Emission ausgedehnter Lichtquellen, die als Grundlage der Vergleichungen zwischen den vorliegenden Beobachtungen und der Absorptionstheorie dienen, der erwähnten Arbeit von W. Voigt entnommen werden.

Die gesamte Lichtquelle sei zunächst in unendlich dünne parallele Schichten zerlegt. W. Voigt findet für die Emission einer solchen Elementarschicht in gleichartiger Umgebung

$$E_i = \frac{4\varepsilon \,.\, n\varkappa \,.\, dz}{(1+\varkappa^2)\,.\,\lambda}. \tag{1}$$

Hierbei ist:

dz = Dicke der Schicht,
λ = Wellenlänge des benutzten Lichtes,
$\varkappa$ = Absorptionsindex,
n = reeller Brechungsindex,
ε = Emissionsvermögen einer ebenen schwarzen Fläche in normaler Richtung für Strahlen von der Wellenlänge λ.

Ferner ist die Gültigkeit des Kirchhoffschen Satzes über die Proportionalität von Absorption und Emission vorausgesetzt: $E = \varepsilon . A$.

Die Emission jeder Elementarschicht an der Stelle z, (Abstand von der negativen Grenze der Lichtquelle $z = 0$), erleidet auf dem Wege $(D - z)$ bei ihrem Durchgange durch die Lichtquelle eine Schwächung durch Absorption. Stellt man sich eine in ihrer ganzen Ausdehnung homogene Flamme vor, bei der aber der Übergang zur Luft durch eine stetige Grenzschicht vermittelt werden soll, — welche Annahme nur dann zulässig ist, wenn $\varkappa$ so klein ist, daß $\varkappa^2$ neben 1 vernachlässigt werden darf[1]) — so hat der Schwächungsfaktor den Wert

$$e^{-\frac{4\pi n\varkappa}{\lambda} \cdot (D - z)}.$$

In diesem Falle würde sich die Gesamtemission durch folgende Formel ausdrücken lassen:

$$(2) \qquad \begin{cases} (E) = \dfrac{\varepsilon}{1+\varkappa^2} \cdot \displaystyle\int_0^D dz \cdot \frac{4\pi n\varkappa}{\lambda} \cdot e^{-\frac{4\pi n\varkappa}{\lambda} \cdot (D - z)} \\ \qquad = \dfrac{\varepsilon}{1+\varkappa^2} \cdot \left(1 - e^{-\frac{4\pi n\varkappa}{\lambda} \cdot D}\right). \end{cases}$$

In einem zweiten Falle nimmt W. Voigt die Lichtquelle als durchaus homogen an; aber er setzt weiter voraus, daß der Übergang zur Luft sich unstetig vollzieht und endlich, daß die an den Grenzflächen reflektierten Wellen nicht miteinander interferieren. Werden außer dem Intensitätsverlust durch Absorption auch noch die Schwächungen durch Reflektion und Brechung mit in Rechnung gesetzt, so ergibt sich für die Gesamtemission der Lichtquelle folgender Ausdruck:

$$(3) \qquad (E) = \frac{4n\varepsilon \cdot \left(1 - e^{-\frac{4\pi n\varkappa}{\lambda} \cdot D}\right)}{(n+1)^2 - (n-1)^2 \cdot e^{-\frac{4\pi n\varkappa}{\lambda} \cdot D}}$$

Nach Beobachtungen von Hallo[2]) und Geiger[3]) ist $n\varkappa$ bei Na-Dampf von der Größenordnung 10^{-3}; nach neueren Arbeiten von

1) H. A. Lorentz: Zusatz zur Abhandlung von W. Voigt. Nachr. d. Königl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen. 1911.

2) J. J. Hallo: Diss. Amst. 1902. Arch. Néerl. (2) 10. S. 148 1905.

3) L. Geiger: Ann. d. Phys. 23. S. 758. 1907.

v. Ubisch[1]) und Brotherus[2]) liegt der Wert des nx zwischen 10^{-4} und 10^{-5}; somit ist die (3) zugrunde liegende Vernachlässigung von x^2 neben 1 und n^2x^2 neben $(n+1)^2$ wohl gerechtfertigt.

Zur Beurteilung der Formeln (2) und (3) ist es nötig, daß man sie zur Berechnung der Gesamtemission einer Spektrallinie wirklich einmal verwendet. Eine bei vielen Emissionslinien auftretende sehr charakteristische Erscheinung ist die Selbstumkehr. Formel (2) läßt keine solche zu, und wie Brotherus[3]) zeigte, ergibt (3) bei den anderweit gemessenen nx eine viel kleinere Selbstumkehr, als die Beobachtung sie aufweist.

Es erscheint somit die Annahme gerechtfertigt, daß die ausgedehnte Lichtquelle stets inhomogen ist, wenn in einer Spektrallinie sich merkliche Selbstumkehr zeigt. Man muß demgemäß von der allgemeinen Formel

$$(4) \qquad (E) = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \int_0^D \varepsilon \,.\, nx \,.\, e^{-\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \int_z^D nx \,.\, dz}$$

ausgehen.

Indem Brotherus speziell voraussetzte, daß die Dichte des leuchtenden Dampfes von der Mitte der Flamme $\left(z = \frac{D}{2}\right)$ nach den äußeren Teilen wie $\sin \frac{\pi z}{D}$ bezw. $\sin^2 \frac{\pi z}{D}$ abnimmt, und indem er gleichzeitig für die Emission ε des schwarzen Körpers die Verteilung $\varepsilon = \varepsilon_0 \,.\, \sin \frac{\pi z}{D}$ zugrunde legte, ergaben sich die berechneten Emissionskurven von gleichem Aussehen wie die durch Ausphotometrieren von Photogrammen erhaltenen. Die Formel (4), deren Verwendung bei derartigen Annahmen über ε und nx sehr mühsam ist, habe ich durch andere Verfügungen für numerische Rechnungen leichter zugänglich zu machen versucht.

Es sei das Maximum von nx in der Mitte der Flamme bezeichnet mit $n_0 x_0$; für die nach außen hin liegenddn Schichten soll die Relation gelten: $nx = n_0 x_0 \sin \frac{\pi z}{D}$; auch ε, die Emission des schwarzen Körpers, soll eine Funktion von z sein, über die später Verfügungen getroffen werden sollen.

Als Formel zur Berechnung der Gesamtemission soll dienen:

---

1) G. v. Ubisch: Ann. d. Phys. 35. S. 790. 1911.
2) Hj. V. Brotherus: l. c. S. 40.
3) Ebenda S. 34.

$$(5)\quad (E) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu \int_0^D \varepsilon(z) \cdot n_0 \varkappa_0 \sin \frac{\pi z}{D} \cdot e^{-\int_z^D \frac{4\pi}{\lambda} n_0 \varkappa_0 \sin \frac{\pi z}{D} dz} \cdot dz.$$

Da die $n_0 \varkappa_0$ nicht vom Orte in der Flamme abhängig sind, sondern allein von der Frequenz, so kann man zunächst über dz integrieren, d. h. die von der gesamten Flammendicke herrührende Emission für eine ganz bestimmte Stelle im Frequenzenspektrum für sich berechnen.

$$\int_z^D \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n_0 \varkappa_0 \cdot \sin \frac{\pi z}{D} \cdot dz = -\frac{4\pi}{\lambda} \cdot n_0 \varkappa_0 \cdot \frac{D}{\pi} \left[\cos \frac{\pi z}{D}\right]_z^D$$

$$= \frac{4 n_0 \varkappa_0}{\lambda} \cdot D \cdot \left(1 + \cos \frac{\pi z}{D}\right),$$

also

$$(6)\quad (dE) = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n_0 \varkappa_0 \cdot e^{-\frac{4 n_0 \varkappa_0}{\lambda} \cdot D} \cdot \int_0^D dz \cdot \varepsilon(z) \sin \frac{\pi z}{D} \cdot e^{-\frac{4 n_0 \varkappa_0}{\lambda} \cdot D \cdot \cos \frac{\pi z}{D}}.$$

Ich habe für $\varepsilon(z)$ vier verschiedene Voraussetzungen getroffen, die einfachere numerische Rechnungen liefern:

a) $$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \sin^2 \frac{\pi z}{D}.$$

Hiernach nimmt (6) die Form an:

$$(7)\quad (dE) = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n_0 \varkappa_0 \cdot e^{-\frac{4 n_0 \varkappa_0}{\lambda} \cdot D} \cdot \varepsilon_0 \cdot \int_0^D dz \cdot \sin^3 \frac{\pi z}{D} \cdot e^{-\frac{4 n_0 \varkappa_0}{\lambda} \cdot D \cdot \cos \frac{\pi z}{D}}.$$

Setze ich $-\cos \frac{\pi z}{D} = x$, so ist

$$\sin \frac{\pi z}{D} = \frac{D}{\pi} \cdot dx,$$

und wenn ich ferner die Substitution $\frac{4 n_0 \varkappa_0}{\lambda} \cdot D = \alpha$ mache, so geht (7) über in

$$(8)\quad (dE) = \alpha \cdot e^{-\alpha} \cdot \varepsilon_0 \cdot \int_{-1}^{+1} (1 - x^2) \cdot e^{\alpha x} dx.$$

Diese Integration läßt sich leicht ausführen; sie ergibt:

$$(9)\quad (dE) = 2\varepsilon_0 \cdot \left[\frac{\alpha - 1}{\alpha^2} + e^{-2\alpha} \cdot \frac{\alpha + 1}{\alpha^2}\right].$$

Um die Gesamtemission in einer Spektrallinie zu erhalten, ist es nötig, über sämtliche Frequenzen der betreffenden Spektrallinie zu summieren.

$$(10) \qquad (E) = 2\varepsilon_0 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\alpha - 1}{\alpha^2} + e^{-2\alpha} \cdot \frac{\alpha + 1}{\alpha^2} \right] d\nu.$$

Man darf $2\varepsilon_0$ vor das Integral setzen, weil die Emission des schwarzen Körpers in dem Frequenzenbereich einer Spektrallinie merklich konstant ist.

Es wird weiter unten gezeigt werden, inwiefern diese Formel den wirklichen Intensitätsverlauf in einer Spektrallinie wiedergibt, indem zum Vergleiche Kurven herangezogen werden, die ich durch photometrische Messungen in Photogrammen der D-Linien gewonnen habe. Es sei aber schon im Voraus bemerkt, daß der Abfall der Intensität in diesen schneller ist als er sich aus (9) ergeben würde.

So habe ich es mit einer zweiten Annahme versucht und gesetzt:

b) $$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{1}{2} \cos^2 \frac{\pi z}{D} \right).$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ ist ohne tiefere Bedeutung; es könnte statt seiner ein beliebiger Bruch dastehen. Ich komme auf seinen Einfluß unten zurück. Diese Annahme drückt aus, daß am Rande des merklich emittierenden Bereiches der Flamme ε nicht unmerklich, sondern beträchtlich und demgemäß auch die Temperatur ziemlich hoch ist.

Die Beziehung b) in (6) eingesetzt, führt ebenfalls zu leicht zu überblickenden Formeln.

$$(dE) = \frac{4\pi n_0 \varkappa_0}{\lambda} \cdot e^{-\frac{4n_0\varkappa_0}{\lambda} D} \cdot \varepsilon_0 \int_0^D dz \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cos^2 \frac{\pi z}{D} \right) \sin \frac{\pi z}{D} \cdot e^{-\frac{4n_0\varkappa_0}{\lambda} D \cdot \cos \frac{\pi z}{D}}.$$

Die weitere Behandlung dieser Formel ist analog der (7) bis (10).

$$(12) \qquad (dE) = \alpha \cdot e^{-\alpha} \cdot \varepsilon_0 \cdot \int_{-1}^{+1} \left(1 - \frac{1}{2} x^2 \right) e^{\alpha x} dx$$

$$(13) \qquad (dE) = \varepsilon_0 \left[\frac{1}{2} + \frac{\alpha - 1}{\alpha^2} - e^{-2\alpha} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha + 1}{\alpha^2} \right) \right]$$

$$(14) \qquad (E) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{2} + \frac{\alpha - 1}{\alpha^2} - e^{-2\alpha} \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha + 1}{\alpha^2} \right) \right] d\nu.$$

Wie oben erwähnt, ist der Zahlenfaktor $\frac{1}{2}$ in der Beziehung b) $\varepsilon = \varepsilon_0\left(1 - \frac{1}{2}\cos^2\frac{\pi z}{D}\right)$ willkürlich angenommen worden; ersetze ich ihn durch $\frac{1}{4}$ bezw. $\frac{3}{4}$, so geht b) über in

c) $$\varepsilon = \varepsilon_0\left(1 - \frac{1}{4}\cos^2\frac{\pi z}{D}\right)$$

bezw. in

d) $$\varepsilon = \varepsilon_0\left(1 - \frac{3}{4}\cos^2\frac{\pi z}{D}\right);$$

und statt (14) und (15) resultieren die Formeln

(15) $$(dE) = \varepsilon_0\left[\frac{3}{4} + \frac{1}{2}\cdot\frac{\alpha-1}{\alpha^2} - e^{-2\alpha}\left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2}\cdot\frac{\alpha+1}{\alpha^2}\right)\right]$$

(16) $$(E) = \varepsilon_0\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{3}{4} + \frac{1}{2}\cdot\frac{\alpha-1}{\alpha^2} - e^{-2\alpha}\left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2}\cdot\frac{\alpha+1}{\alpha^2}\right)\right]d\nu$$

bezw.

(17) $$(dE) = \varepsilon_0\cdot\left[\frac{1}{4} + \frac{3}{2}\cdot\frac{\alpha-1}{\alpha^2} - e^{-2\alpha}\left(\frac{1}{4} - \frac{3}{2}\cdot\frac{\alpha+1}{\alpha^2}\right)\right]$$

(18) $$(E) = \varepsilon_0\cdot\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{1}{4} + \frac{3}{2}\cdot\frac{\alpha-1}{\alpha^2} - e^{-2\alpha}\left(\frac{1}{4} - \frac{3}{2}\cdot\frac{\alpha+1}{\alpha^2}\right)\right]d\nu.$$

Drückt man in den Formeln (10), (14), (16), (18) α in Frequenzen aus, so gelangt man zu keiner analytischen Auflösung des Integrals; es bleibt somit weiter nichts übrig, als den Beitrag zur Gesamtemission, den jede Stelle im Frequenzenspektrum für sich allein liefert, zu berechnen und sich dann der mechanischen Quadratur zu bedienen.

Zur numerischen Berechnung der Intensitätsverteilung innerhalb der Emissionslinie, wie auch der Gesamtintensität, reicht nach obigen Formeln die Kenntnis von

$$\alpha = \frac{4n_0\varkappa_0}{\lambda}\cdot D,$$

d. h. von $n_0\varkappa_0$ als Funktion der Farbe, aus; diese wird unten ausführlich diskutiert werden.

2. Prüfung der entwickelten Emissionsformeln (9), (13), (15), (17) durch Vergleichung mit gemessenen Intensitäten innerhalb einer Emissionslinie, sowie Bestimmung der optischen Parameter $\overline{nx}$ und ν'.

a. Gewinnung der Photogramme.

Die Verifikation der Formeln (9), (13), (15), (17) wurde in Photogrammen der Na-Linien durchgeführt; zugleich gestatteten diese, den Parameter ν' zu messen. Es war wichtig für mich, zu wissen, wie sich die Intensität in den D-Linien derselben Lichtquelle verteilte, an denen ich meine zahlreichsten Messungen der teilweisen Polarisation ausführte. Daher verwandte ich bei der photographischen Aufnahme denselben Gouy-Zerstäuber und denselben Brenner, deren ich mich bei den obigen Messungen bedient hatte; ferner achtete ich darauf, daß Gaszufuhr, Überdruck der Luft, Flammenhöhe und -dicke so waren, wie sie bei der Ausführung meiner Messungen gewesen waren.

Zum Zerlegen des Lichtes stand mir das, auch von Hj. V. Brotherus[1]) und K. Iwanow[2]) benutzte, große Rowlandsche Plangitter, das von dem verstorbenen Herrn Hauswaldt in Magdeburg dem Institut geliehen war und auch von seinen Erben freundlichst belassen ist, zur Verfügung. Bei der Anzahl der Furchen, 14000 pro Inch, war das Auflösungsvermögen des Gitters sehr groß. Es wurde im Spektrum zweiter Ordnung photographiert und dabei das durch das große Objektiv von ca. 3 m Brennweite erzeugte Bild nochmals durch ein Negativsystem von ca. 15 cm Brennweite auf das dreifache vergrößert. Infolgedessen mußte die Expositionsdauer für die einzelne Aufnahme vier Stunden betragen; es wurden „Panchromatic-A-Platten“ von Wratton und Wainright benutzt, wie sie Herr Brotherus[3]) und Herr Iwanow[4]) auch verwandt hatten.

b. Beziehung zwischen Lichtintensität und Schwärzung.

Zur Aufstellung der Schwärzungsskala verfuhr ich nach der von Herrn Prof. W. Voigt vorgeschlagenen, von Iwanow und

1) Hj. V. Brotherus: l. c.
2) K. Iwanow: Phys. Zeitsch. 13. S. 1112. 1912.
3) Hj. V. Brotherus: l. c.
4) K. Iwanow: l. c.

Brotherus[1]) schon mit Erfolg benutzten Methode, indem ich ein Interferenzbild mit bekannter Intensitätsverteilung im parallelen monochromatischen Lichte photographierte. Da die Wratton- und Wainright-Platten verschiedener Pakete oft beträchtliche Unterschiede aufweisen, die desselben aber gute Konstanz in der Empfindlichkeit zeigen, wie Herr Brotherus mitteilt, so mußte ich für jedes Plattenpaket die Schwärzungsskala aufstellen; es war jedoch nicht nötig, das auszumessende Photogramm der *D*-Linien zusammen mit dem Interferenzbilde auf dieselbe Platte zu bringen, was auch in einigen Fällen unterblieb.

Die Schwärzungsmessungen geschahen diesmal mit einem von Herrn Zenneck freundlichst zur Verfügung gestellten Photometer von Hartmann[2]). Es ist die Verteilung der Intensität im Interferenzbilde in genügender Annäherung wiedergegeben durch die Formel

$$i = i_0 \cdot \cos^2 \frac{\pi x}{l};$$

hierbei bedeutet i_0 die maximale Helligkeit und l den Abstand zwischen zwei entsprechenden Punkten zweier benachbarter Interferenzstreifen. Bezeichnet $\bar{S}$ die größte Schwärzung im Photogramm, die sich an der Stelle $x = 0$ befinden möge, und beträgt sie bei $x = x'$ $S = \frac{1}{2}\bar{S}$, so erhält Brotherus zwischen Intensität

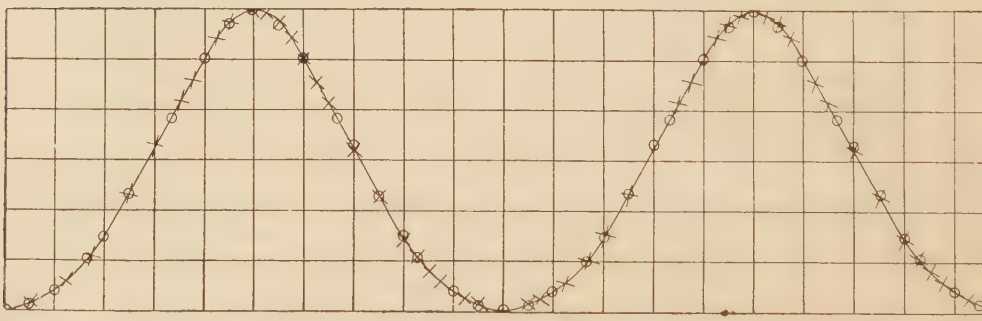


Fig. 1. Verlauf der Schwärzung im Interferenzbilde.

1) Hj. V. Brotherus: Phys. Zeitschr. 12. S. 193. 1911.
2) J. Hartmann: Zeitschr. f. Instrumentenkunde 19. S. 97. 1899.

und Schwärzung die Beziehung:

$$S = \frac{\overline{S}}{\log \operatorname{tg}^4 \frac{\pi x'}{l}} \cdot \log \left\{ \frac{1 - 2\cos^2 \frac{\pi x'}{l}}{\cos^4 \frac{\pi x'}{l}} \cdot \cos \frac{\pi x}{l} + 1 \right\}.$$

Die Gültigkeit derselben konnte ich in weitgehendem Maße bestätigen.

Fig. 1, in der die gemessenen Punkte mit x, die berechneten mit 0 bezeichnet sind, gibt hiervon eine Anschauung.

c. Gemessene Intensitätsverteilung in den D-Linien.

Die Expositionszeiten der einen Platte, welche die Na-Linien, und der andern, die das Interferenzbild mit bekannter Intensitätsverteilung wiedergibt, waren gleich. Da ferner beide Platten gleichzeitig und unter gleichen Umständen entwickelt wurden, so durfte ich auf die Photogramme der D-Linien die Schwärzungsskala des Interferenzbildes in Anwendung bringen. Die ausgezogenen Linien in Taf. II zeigen das Ergebnis der photometrischen Messungen im Na-Spektrum bei den Konzentrationen

$$m = \tfrac{1}{2}, \quad m = \tfrac{1}{4}, \quad m = \tfrac{1}{8}.$$

Die Emissionslinien nehmen mit sinkender Konzentration sowohl hinsichtlich der maximalen Intensität, wie der Breite ab; in jedem Falle ist D_1 ($\lambda = 5896$) lichtschwächer als D_2 ($\lambda = 5890$). Sämtliche Photogramme weisen nur schmale Linien mit sehr geringer Selbstumkehr auf, worin eine merkliche Abweichung von den photographischen Ergebnissen des Herrn Brotherus besteht, die jedenfalls darin ihren Grund hat, daß er größere Dampfdichten und Flammendicken verwendet. Über eine event. Dissymmetrie der einzelnen Spektrallinien, wie sie z. B. bei sehr breiten Linien häufig beobachtet wurde und auch in einem geringen Betrage von Brotherus und Iwanow konstatiert worden ist, sagen meine Photogramme nichts Bestimmtes aus.

d. Berechnung des Verlaufs der Emission in den D-Linien und Bestimmung der optischen Parameter $\overline{nx}$ und v' für diese Spektrallinien.

Bei dem eigentlichen Problem meiner Arbeit, der Untersuchung der Polarisationsverhältnisse des im Magnetfelde transversal ausgesandten Lichtes, handelt es sich um die Berechnung der Gesamtintensitäten der Schwingungskomponenten parallel und senkrecht zu den Kraftlinien für alle in einer Spektrallinie vereinigten

Wellenlängen. Zur Ausführung dieser Rechnung bedarf es der Kenntnis des Verlaufes des Parameters $\alpha = \frac{4 n_0 \varkappa_0 . D}{\lambda}$ mit der Wellenlänge, d. h. also des Verlaufes von $n_0 \varkappa_0$, des Absorptionskoeffizienten im heißesten Teile der Flamme. Da aber die Beobachtungen der Polarisationsverhältnisse nur eine geringe Genauigkeit besitzen, so genügt auch die Gewinnung einer nur ungefähren Darstellung des Verlaufes von $n_0 \varkappa_0$ durch eine Formel. Dies ist von großer Wichtigkeit, da über das wirkliche Gesetz von $n_0 \varkappa_0$ innerhalb einer Emissions- oder Absorptionslinie noch immer einige Unklarheit herrscht[1]).

Die zumeist benutzte Drudesche Theorie der Absorption und Dispersion gibt dafür den Ausdruck:

$$n\varkappa = \frac{\frac{1}{2} . \nu' . \varrho}{4 n_0 . \nu_0 . (\mu^2 + (\frac{1}{2} \nu')^2)} .$$

Hierin ist μ der in Frequenzen gemessene Abstand der betrachteten Stelle von der Frequenz ν_0 maximaler Absorption, ν' die Halbwertsbreite des Absorptionsstreifens. n_0 ist der als merklich konstant angenommene reelle Brechungsindex, der in dem Bereich um die Frequenz ν_0 herrschen würde, wenn die Elektronenart nicht vorhanden wäre, die Licht von der Frequenz ν_0 emittiert. ϱ ist eine Abkürzung für $4\pi \frac{\mathfrak{N} e^2}{\mathfrak{m}}$, wobei das Produkt $(\mathfrak{N} . \mathfrak{m})$ die Partialdichte der Elektronenart und $\left(\frac{e}{\mathfrak{m}}\right)$ die sog. spez. Ladung des Elektrons ist.

Bezeichnet man die maximale Absorption an der Stelle $\mu = 0$ mit $\overline{n\varkappa}$, so ist

$$n\varkappa = \frac{\overline{n\varkappa}}{4} \cdot \frac{\nu'^2}{(\mu^2 + (\frac{1}{2} \nu')^2)} .$$

Der Verlauf von $n\varkappa$ ist somit bekannt, wenn man die Parameter $\overline{n\varkappa}$ und ν' kennt.

Umgekehrt wird man aus dem Gange von $n\varkappa$ auf $\overline{n\varkappa}$ und ν' schließen können. Wenn es sich aber um Flammen handelt, bei denen die Mitwirkung der innern Absorption auf die Emission eine Rolle spielt, dergleichen bei unserm Problem vorausgesetzt sind, so liefert weder die Beobachtung des Absorptions-, noch des Emissionsverlaufes innerhalb einer Spektrallinie eine einfache Bestimmung des Verlaufes von $n\varkappa$. Man ist vielmehr auf ein umständ-

1) S. dazu W. Voigt: Münch. Ber. 1912. S. 603.

liches Probieren angewiesen. Eine Erleichterung entsteht hierbei durch den Umstand, daß für eine mit Na gefärbte Bunsenflamme schon, zum Teil auf andere Weise, Bestimmungen von $\overline{n\varkappa}$ und ν' ausgeführt sind.

Nach Beobachtungen von J. J. Hallo[1]) ist bei der D_1-Linie:

$$\overline{n\varkappa} = 1{,}07 \times 10^{-3}; \quad \nu' = 11{,}2 \times 10^{10},$$

nach solchen von L. Geiger[2]) ist für

$$D_1: \quad \overline{n\varkappa} = 0{,}19 \times 10^{-3}; \quad \nu' = 13{,}3 \times 10^{10},$$
$$D_2: \quad \overline{n\varkappa} = 0{,}46 \times 10^{-3}; \quad \nu' = 16{,}3 \times 10^{10}.$$

Neuere Untersuchungen von G. v. Ubisch[3]), Hj. V. Brotherus[4]) und K. Iwanow[5]) machen es wahrscheinlich, daß $\overline{n\varkappa}$ zwischen 10^{-4} und 10^{-5} liegt. Brotherus bestimmte ν' für die D_2-Linie zu $31{,}0 \times 10^{10}$, und indem er für D_2 $\overline{n\varkappa} = 1{,}5 \times 10^{-4}$, für D_1 $\overline{n\varkappa} = 0{,}6 \times 10^{-4}$ annahm, erhielt er eine ziemlich gute Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Emissionskurven. Iwanow findet bei D_1 ν' im Mittel zu $40{,}5 \times 10^{10}$ und $\overline{n\varkappa}$ zu $2{,}4 \times 10^{-4}$.

Die Abweichungen in der Parameterbestimmung lassen sich einerseits durch die individuelle Verschiedenheit der Versuchsanordnungen, andererseits durch die der Methoden erklären. Wenn nun auch nach jenen Arbeiten die Parameter $\overline{n\varkappa}$ und ν' von der Dampfdichte abhängen, also bei verschiedenem Flammeninnern im allgemeinen verschieden sind, und wenn auch die früheren Bestimmungen auf die innere Absorption der Flamme keine Rücksicht nehmen, so können ihre Resultate doch eine Vorstellung von der Größenordnung geben und somit das Probieren erleichtern.

Zur Orientierung über die gesamten Verhältnisse und über die Annäherungen, welche die vier Formeln (9), (13), (15), (17) bezüglich der Darstellung meiner Beobachtungen angeben, habe ich zunächst den Verlauf von E mit den folgenden Parametern berechnet.

D_1-Linie	D_2-Linie
$\overline{n\varkappa} = 0{,}090 \times 10^{-4}$	$\overline{n\varkappa} = 0{,}500 \times 10^{-4}$
$\nu' = 25{,}9 \times 10^{10}$	$\nu' = 13{,}1 \times 10^{10}$.

Da meine Beobachtungen keine Absolutwerte von E liefern,

1) J. J. Hallo: l. c.
2) L. Geiger: l. c.
3) G. v. Ubisch: l. c.
4) Hj. v. Brotherus: l. c.
5) K. Iwanow: Phys. Zeitschr. **13**, p. 1112. 1912.

so bleibt der Maßstab für E willkürlich. Ich habe ihn für die Vergleichung so gewählt, daß $\frac{E}{\varepsilon_0}$ bezw. $\frac{E}{2\varepsilon_0}$ für $\mu = 0$ den Zahlwert des Klammerausdrucks, der in den Formeln (9), (13), (15), (17) rechts steht, gleich wurde; und zwar habe ich für die Mitte der berechneten bezw. der aus dem Photogramm für die Konzentration $m = \frac{1}{2}$ auf photometrischem Wege erhaltenen D_2-Linie die Intensitäten als gleich angenommen. Die so vorläufig erhaltenen Kurven sind in Taf. III wiedergegeben, während die in Taf. II ausgezogenen Linien die photometrisch gewonnenen Emissionslinien darstellen.

Die ersteren sind schmal und zeigen, abgesehen von Taf. III D, eine nicht sehr beträchtliche Selbstumkehr, ganz wie die letzteren. Formel (13) und (15), d. h. die Kurven Taf. III B und C scheinen bei den gegebenen Flammendicken und Dampfdichten sich der Beobachtung besser anzuschließen als (17) und (9). In jedem Falle aber können die Kurven in Taf. III demonstrieren, wie mit zunehmender Inhomogenität der Lichtquelle auch die Selbstumkehr zunimmt. Daß die aus den Photogrammen erhaltenen Intensitätskurven sich schneller an die Abszissenachse anschmiegen als die anderen, läßt sich darauf zurückführen, daß die Drudesche Annahme, daß die dämpfende Reibungskraft proportional der Geschwindigkeit ist, nicht der Wirklichkeit entspricht.

Ausgehend von den oben benutzten Näherungswerten habe ich dann durch Probieren eine bestmögliche Annäherung der berechneten Emissionskurven an die gemessenen herzustellen versucht. Die diesem Optimum entsprechenden Werte der Parameter für die verschiedenen benutzten Flammen sind in nachstehender Tabelle mitgeteilt.

	D_1-Linie		D_2-Linie	
Konzentration	$\overline{n\varkappa} \times 10^4$	$\nu' \times 10^{-10}$	$\overline{n\varkappa} \times 10^4$	$\nu' \times 10^{-10}$
$m = \frac{1}{2}$	0,090	25,9	0,390	15,1
$m = \frac{1}{4}$	0,090	21,4	0,270	15,1
$m = \frac{1}{8}$	0,045	22,6	0,067	22,6

Der Berechnung obiger Werte wurde die Flammendicke von 12 mm zu Grunde gelegt, weil bei dieser Dicke die Photogramme gewonnen wurden. Die bezüglichen Kurven sind in Taf. II punktiert eingetragen worden.

Wie schon auf S. 11 bemerkt, mußte ich eine kleine Änderung am Brenner vornehmen, wobei ich die Flammenverhältnisse, die ich vorher bei der Ausführung meiner Messungen der teilweisen Polarisation gehabt hatte, möglichst genau wieder zu erhalten suchte; es zeigte sich eine Abweichung zwischen beiden Flammen nur hinsichtlich der Dicke (statt 9 mm im ersten Falle 12 mm im andern).

Ich möchte schon im Voraus bemerken, daß ich für die spätere Berechnung des Intensitätsverhältnisses $\frac{E_p}{E_s}$ diese obigen Parameter, obwohl sie genau für $D = 12$ mm gelten, auch als zutreffend für $D = 9$ mm angenommen habe; ich durfte dies tun, ohne einen beträchtlichen Fehler damit zu begehen, weil ich durch Kontrollversuche (s. S. 11) mich überzeugen konnte, daß die teilweise Polarisation bei den beiden Versuchsanordnungen merklich dieselbe war.

Die so von mir erhaltenen Werte $\overline{n\varkappa}$ und ν' liegen merklich in der von Brotherus, v. Ubisch und Iwanow angegebenen Größenordnung. Es sei aber hier ausdrücklich erwähnt, daß die obige Art der Parameterbestimmung das Unbefriedigende an sich hat, daß eine gleich gute Annäherung oftmals von verschiedenen Parameterpaaren $\overline{n\varkappa}$ und ν' erreicht wird; es ließ sich z. B. bei D_2 in der Reihe $m = \frac{1}{2}$ mit dem Wertepaar $\overline{n\varkappa} = 0{,}500 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 13{,}1 \times 10^{10}$ eine nahe ebenso gute Annäherung erzielen als mit $\overline{n\varkappa} = 0{,}390 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 15{,}1 \times 10^{10}$.

Nach einer neuen Arbeit von Roschdestwensky[1]) soll das Produkt $\nu' . \overline{n\varkappa}$ bei der D_2-Linie doppelt so groß sein als bei der D_1-Linie. Inwieweit meine Resultate dem entsprechen, mag die nachstehende Tabelle lehren.

$\overline{n\varkappa} . \nu' \times 10^{-6}$.

Konzentration	D_1-Linie	D_2-Linie
$m = \frac{1}{2}$	0,233	0,589
$m = \frac{1}{4}$	0,193	0,408
$m = \frac{1}{8}$	0,101	0,151

Es kommt also im Mittel das Verhältnis 1 : 2 heraus.

1) Roschdestwensky: Anomale Dispersion im Na-Dampf. Ann. d. Phys. 38. S. 307—345. 1912.

Zu Taf. II möchte ich noch bemerken, daß die berechneten Kurven für größere Werte μ wiederum eine systematische Abweichung gegen die beobachteten zeigen, ferner daß sie bei der D_1-Linie unter Verwendung solcher Werte von ν' und $\bar{n}\varkappa$, die im übrigen als die passenden angesehen werden dürfen, keine Selbstumkehr aufweisen.

Es scheint mir unbedenklich, die aus der Vergleichung erschlossenen Parameter $\bar{n}\varkappa$ und ν' für die Berechnung der Gesamtemission der von mir benutzten Flammen im Magnetfelde zu Grunde zu legen. Einmal haben, wie schon S. 30 bemerkt, die Beobachtungen über die Polarisationsverhältnisse nur geringe Genauigkeit, sodaß die Vergleichung derselben mit der Theorie nur angenähert ausgeführt zu werden braucht, und sodann finden die Abweichungen zwischen den beiden Kurvensystemen nur für die kleineren Abszissen statt, die bei dem uns interessierenden Integralphänomen eine geringe Rolle spielen.

In der Hauptsache habe ich mich bei der Bestimmung der parallel bezw. senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien schwingenden Komponenten einer Spektrallinie der Formel (17) bedient, zeitweise jedoch auch der Formel (10), was an entsprechender Stelle erwähnt werden wird.

3. Numerische Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ der D_1-Linie für verschiedene Magnetfelder.

D_1 wird durch das Magnetfeld in vier Komponenten zerlegt, von denen die beiden inneren parallel, die beiden äußeren senkrecht zu den Kraftlinien schwingen. Bezeichnet man im Frequenzenspektrum den Abstand, um den sich beim Einschalten des Magneten die s-Komponenten beim normalen Zeemanschen Triplet von der Lage der ungeteilten Linie gemäß der Beziehung $\mu_0 = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{e}{mc}\right) \cdot R_0$ entfernen, als Normalabstand, so ergeben die Ausmessungen am Quadruplet der D_1-Linie für die p-Komponenten eine Entfernung von der Stelle $\mu = 0$ im Betrage von $\pm \frac{2}{3}$ des Normalabstandes, für die s-Komponenten eine Verschiebung von $\pm \frac{4}{3}$ desselben.

Der Verlauf der Absorptionsindices läßt sich durch folgende Formeln wiedergeben:

$$n_s \varkappa_s = \frac{\overline{n\varkappa}}{8} \cdot \nu'^2 \cdot \left(\frac{1}{(\mu + \frac{4}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{1}{(\mu - \frac{4}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} \right)$$

$$n_z \varkappa_z = \frac{\overline{n\varkappa}}{8} \cdot \nu'^2 \cdot \left(\frac{1}{(\mu + \frac{2}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{1}{(\mu - \frac{2}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} \right).$$

Den Einfluß des Magnetfeldes enthält μ_0; R_0 ist die Feldstärke in Gauß ($\mathrm{cm}^{-\frac{1}{2}}\ \mathrm{g}^{\frac{1}{2}}\ \mathrm{sec}^{-1}$). Für $\left(\frac{e}{mc}\right)$ nehme ich den Halloschen Wert, nämlich $2{,}14 \times 10^7$, an; dagegen lege ich andere Werte von $\overline{n\varkappa}$ und ν' zu Grunde, als Hallo und Geiger fanden; ich setze gemäß meiner früheren Untersuchung

1) $\nu' = 25{,}9 \times 10^{10}$; $\overline{n\varkappa} = 0{,}090 \times 10^{-4}$

2) $\nu' = 21{,}4 \times 10^{10}$; $\overline{n\varkappa} = 0{,}090 \times 10^{-4}$.

Die Resultate dieser Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ werden von Taf. V B wiedergegeben. Die mit $\times$ bezeichneten Punkte wurden bei Zugrundelegung des ersten Parameterpaares, die mit ◯ markierten bei Annahme des zweiten durch Rechnung gefunden.

Zum Vergleiche mit der Beobachtung habe ich die experimentell ermittelten Werte von $\frac{E_p}{E_s}$ durch eine punktierte Kurve dargestellt. Hinsichtlich des Typus der teilweisen Polarisation stimmen die drei Kurven überein; aber während nach der Beobachtung $\frac{E_p}{E_s}$ bei einem Magnetfelde von ca. 5800 $\mathrm{cm}^{-\frac{1}{2}}\ \mathrm{g}^{\frac{1}{2}}\ \mathrm{sec}^{-1}$ ein Min. hat, ist ein solches bei der ersten berechneten Kurve erst bei 8800 und bei der zweiten bei ca. 6900 $\mathrm{cm}^{-\frac{1}{2}}\ \mathrm{g}^{\frac{1}{2}}\ \mathrm{sec}^{-1}$ vorhanden.

Das dritte Parameterpaar $\nu' = 22{,}6 \times 10^{10}$; $\overline{n\varkappa} = 0{,}045$, das der Konzentration $m = \frac{1}{8}$ entspricht (s. S. 32), führt zu wenig annehmbaren Werten von $\frac{E_p}{E_s}$. Es zeigen sich Abweichungen gegenüber den beiden ersten Kurven weniger im allgemeinen Verlaufe als im numerischen Betrage von $\frac{E_p}{E_s}$; so sinkt z. B. der Zahlenwert von $\frac{E_p}{E_s}$ nicht einmal unter 0,960 hinab, während er, wie die Erfahrung lehrt, im Min. nur etwa 0,850 beträgt und die beiden andern theoretischen Kurven (s. Taf. V B) auf 0,875 heruntergehen.

Da ich die vorhandene Differenz auf die Ungenauigkeit in der

Parameterbestimmung zurückführe (s. S. 33), so habe ich in Taf. V B die Kurve fehlen lassen, für die ich $n\varkappa = 0{,}045 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 22{,}6 \times 10^{10}$ annahm, Werte, zu denen ich durch Vergleichung mit dem Photogramm gelangt war.

In der Frage nach den wirklichen Werten von $n\bar{\varkappa}$ und ν' ist während der Drucklegung dieser Arbeit ein wesentlicher Gesichtspunkt aufgedeckt worden.

Neue im Göttinger Phys. Institut gemachte Wahrnehmungen ergeben, daß für die Bestimmung von $\overline{n\varkappa}$ und ν' die Spaltbreite des Kollimatorrohres, bei der ein Spektrum aufgenommen wird, von größerer Bedeutung ist, als Brotherus, Iwanow und ich angenommen hatten. Die theoretische Verwertung dieses Umstandes ist bei dünnen Flammen, bei denen die innere Absorption vernachlässigt werden kann, relativ einfach, bietet aber in meinem Falle unüberwindliche Schwierigkeiten.

Die Photogramme, aus denen ich die auf S. 32 mitgeteilten Zahlenwerte von $\overline{n\varkappa}$ und ν' ableitete, wurden bei einer Spaltbreite von 0,031 mm gewonnen. Herr Prof. Voigt sprach mir gegenüber die Vermutung aus, daß infolge der Vernachlässigung dieses Umstandes $n\bar{\varkappa}$ um das mehrfache zu klein und ν' um das mehrfache zu groß ausgefallen sein möchte, und beauftragte mich damit, festzustellen, ob sich eine bessere Übereinstimmung zwischen meinen Polarisationsmessungen und den rechnerisch erhaltenen Resultaten erzielen läßt, als sie in Taf. V B dargestellt wird, falls eine Änderung der von mir erhaltenen Parameterwerte in obigem Sinne vorgenommen wird.

Ich wählte solche Wertepaare $\overline{n\varkappa}$ und ν', die das Produkt $\overline{n\varkappa} \cdot \nu'$ unverändert ließen; entsprechend den Parametern $\overline{n\varkappa} = 0{,}100 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 21{,}4 \times 10^{10}$ der D_1-Linie, bei der mittleren Konzentration $m = \frac{1}{4}$ hielt ich für $\overline{n\varkappa} \cdot \nu'$ den Betrag $2{,}14 \times 10^6$ fest.

Taf. VI B veranschaulicht den Verlauf von $\frac{E_p}{E_s}$.

punktierte Kurve: beobachtet.

- ● berechnet für $\overline{n\varkappa} = 0{,}100 \times 10^{-4}$; $\nu' = 21{,}4 \times 10^{10}$
- × „ „ $\overline{n\varkappa} = 0{,}178 \times 10^{-4}$; $\nu' = 12{,}0 \times 10^{10}$
- ⊕ „ „ $\overline{n\varkappa} = 0{,}356 \times 10^{-4}$; $\nu' = 6{,}0 \times 10^{10}$
- ◑ „ „ $\overline{n\varkappa} = 0{,}500 \times 10^{-4}$; $\nu' = 4{,}4 \times 10^{10}$.

Das Wertepaar $\overline{n\varkappa} = 0{,}178 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 12{,}0 \times 10^{10}$ gibt die Beobachtungen am besten wieder.

4. Numerische Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ an D_2 bei verschiedenen Magnetfeldern.

Die Zerlegung dieser Linie liefert bei transversaler Beobachtungsrichtung ein Sextuplet, von welchem die beiden inneren Komponenten parallel den Kraftlinien schwingen, die vier äußeren aber normal zu denselben. Nach Beobachtungen von W. Lohmann[1]) besitzen die sechs Komponenten nicht dieselbe Stärke; sondern es macht sich ein deutlicher Intensitätsabfall von der Mitte der zerlegten Linie nach den äußeren Streifen bemerkbar. Herr Prof. W. Voigt[2]) erklärt diese Tatsache durch die Annahme von „Koppelungen 2. Art". „Elektronenkoppelungen 1. Art" würden nach ihm verantwortlich zu machen sein für kompliziertere Zerlegungen als normale Triplets, bei denen aber die parallel und die senkrecht schwingenden Komponenten unter sich die gleiche Stärke haben müssen.

Vorerst nehme ich nur solche Koppelungen 1. Art an; infolgedessen setzt sich $n_s \varkappa_s$ zusammen aus vier gleichen Absorptionsstreifen und $n_z \varkappa_z$ aus zwei auch unter sich gleichen. Berücksichtigt man ferner noch die durch frühere Messungen sicher ermittelten geometrischen Verhältnisse beim Sextuplet der D_2-Linie, so ergeben sich für die Brechungsindices die folgenden Formeln:

$$n_z \varkappa_z = \frac{\overline{n\varkappa}}{8} \cdot \nu'^2 \cdot \left[\frac{1}{(\mu + \frac{1}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{1}{(\mu - \frac{1}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} \right]$$

$$n_s \varkappa_s = \frac{\overline{n\varkappa}}{16} \cdot \nu'^2 \cdot \left[\frac{1}{(\mu + \frac{5}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{1}{(\mu - \frac{5}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{1}{(\mu + \mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{1}{(\mu - \mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} \right].$$

Für die Parameter verwende ich die auf S. 32 aufgeführten Werte. Die Resultate der Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ für verschiedene Magnetfelder werden in Taf. V A veranschaulicht. Die mit $\times$ bezeichneten Punkte sind bei $\overline{n\varkappa} = 0{,}390 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 15{,}1 \times 10^{10}$ erhalten worden, die mit ◯ markierten Punkte bei $\overline{n\varkappa} = 0{,}270 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 15{,}1 \times 10^{10}$. Die durch die Beobachtung ermittelten Werte von $\frac{E_p}{E_s}$ werden durch die punktierte Kurve wiedergegeben.

1) W. Lohmann: Diss. Halle 1907.

2) W. Voigt: Magneto- und Elektrooptik, S. 203.

Die theoretischen Kurven stimmen hinsichtlich ihres Typus mit der experimentell gewonnenen überein, während sie in quantitativer Beziehung noch besser einander entsprechen müßten.

Das dritte auf S. 32 angegebene Wertepaar, das der Konzentration $m = \frac{1}{8}$ entsprechen sollte, nämlich $\overline{nx} = 0{,}067 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 22{,}6 \times 10^{10}$ führt auf ein von der Beobachtung recht erheblich abweichendes Resultat. Da ich diesen Umstand auf eine ungenaue Parameterbestimmung zurückführe, so habe ich die für das dritte Wertepaar gefundenen Quotienten $\frac{E_p}{E_s}$ nicht in Taf. V A eingetragen.

Um den wirklichen Verhältnissen näher zu kommen, mache ich jetzt die Voraussetzung, daß infolge von Koppelungen 2. Art die Maximalstärken der Absorptionsstreifen sich wie 3 : 2 : 1 verhalten.

Hieraus ergeben sich für die Brechungsindices folgende Formeln:

$$n_z \varkappa_z = \frac{\overline{n\varkappa}}{24} \cdot \nu'^2 \cdot \left[\frac{3}{(\mu - \frac{1}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{3}{(\mu + \frac{1}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} \right]$$

$$n_s \varkappa_s = \frac{\overline{n\varkappa}}{24} \cdot \nu'^2 \cdot \left[\frac{2}{(\mu - \mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{2}{(\mu - \mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{1}{(\mu - \frac{5}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{1}{(\mu + \frac{5}{3}\mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} \right].$$

Setzt man für $\overline{n\varkappa}$ und ν' die auf S. 32 aufgeführten Zahlenwerte ein, so führt die Emissionsformel (13) auf solche Kurven $\frac{E_p}{E_s}$, die merklich mit denen in Taf. V A übereinstimmen. Aus diesem Grunde habe ich von einer besonderen Darstellung des Verlaufes von $\frac{E_p}{E_s}$ bei Zugrundelegung von Koppelungen 2. Art Abstand genommen.

Wohl scheint es mir instruktiv zu sein, die allmähliche Aufspaltung der D_2-Linie durch wachsende Magnetfelder im Verlaufe der Emission bei der Annahme von Koppelungen sowohl 2. wie 1. Art graphisch darzustellen, was in Taf. IV geschieht. Bei geringer Feldstärke sind die Komponenten des Sextuplets nur wenig voneinander getrennt. Die Selbstumkehr bei $\mu = 0$ ist in beiden Komponenten bemerkbar (s. Taf. IV A). Bei stärkerer Aufspaltung der Spektrallinie zeigt sich in der Hauptsache ein Triplet, an dem kleine seitliche Einsattelungen in der Außenkomponente auf einen komplizierteren Typ, das Sextuplet, hindeuten (s. Taf. IV B, C). Taf. IV D stellt dar, wie die Aufteilung von D_2 durch

ein sehr starkes Magnetfeld (ca. 27200 $cm^{-\frac{1}{2}} g^{\frac{1}{2}} sec^{-1}$) aussehen mag, wie sie ähnlich von W. Lohmann[1]) seinerzeit beobachtet wurde.

Um eine bessere Übereinstimmung zwischen der Theorie und der Beobachtung der teilweisen Polarisation zu erlangen, habe ich in gleicher Weise wie auf S. 36 die auf S. 32 mitgeteilten Parameterwerte für die D_2-Linie variiert und zwar unter Beibehaltung des Produktes aus $\overline{nx} = 0{,}270 \times 10^{10}$ und $\nu' = 15{,}1 \times 10^{10}$.

Die Resultate dieser numerischen Untersuchung gibt Taf. VI A wieder:

punktierte Kurve: beobachtet.

◯	berechnet für	$\overline{nx} = 0{,}270 \times 10^{-4}$;	$\nu' = 15{,}1 \times 10^{10}$
×	„ „	$\overline{nx} = 0{,}500 \times 10^{-4}$;	$\nu' = 8{,}1 \times 10^{10}$
●	„ „	$\overline{nx} = 0{,}648 \times 10^{-4}$;	$\nu' = 6{,}3 \times 10^{10}$
⊕	„ „	$\overline{nx} = 0{,}810 \times 10^{-4}$;	$\nu' = 5{,}0 \times 10^{10}$
◑	„ „	$\overline{nx} = 1{,}000 \times 10^{-4}$;	$\nu' = 4{,}1 \times 10^{10}$.

Die mit ● und ⊕ bezeichneten Kurven schmiegen sich der punktierten weit besser an als die mit ◯ bezeichnete, sodaß die Vermutung von Herrn Prof. W. Voigt, die von mir vorgenommene Parameterbestimmung ohne Rücksicht auf die Spaltbreite liefere nur eine untere Grenze für $\overline{nx}$ und eine obere für ν' sich aufs beste bestätigt hat.

5. Numerische Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ für verschiedene Feldstärken im Falle eines normalen Triplets.

In den Fällen des Quadruplets und Sextuplets sind oben die numerischen Rechnungen durchgeführt worden, während der einfachste Zerlegungstypus bei transversaler Beobachtung, das Triplet, keine so einwandfreie Behandlung erfahren kann, da die hierzu erforderlichen Parameter für die von mir beobachteten Linien noch nicht bekannt sind.

Indem ich die Parameter von D_2 zur Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ zu Grunde legte, d. h. also das normale Triplet als Annäherung zum Sextuplet ansah, und ferner für die Brechungsindices nachstehende Formeln benutzte:

---

1) W. Lohmann: l. c.

$$n_z \varkappa_z = \frac{\overline{n\varkappa}}{4} \cdot \frac{\nu'^2}{(\mu^2 + \frac{1}{4}\nu'^2)}$$

$$n_s \varkappa_s = \frac{\overline{n\varkappa}}{8} \cdot \nu'^2 \cdot \left[\frac{1}{(\mu - \mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} + \frac{1}{(\mu + \mu_0)^2 + \frac{1}{4}\nu'^2} \right],$$

gelangte ich zu Werten von $\frac{E_p}{E_s}$, die sehr wenig von denen, die ich für das Sextuplet der D_2-Linie (s. Taf. V A) erhielt, abwichen.

Es sei schon an dieser Stelle erwähnt, daß das Verhalten der teilweisen Polarisation bei He 6876 und He 5876, die beide normale Triplets liefern[1]), von dem obigen, auf rechnerischem Wege ermittelten, abweicht. Bei Li 6708 jedoch wird der Verlauf des Intensitätsverhältnisses durch die Anwendung der Emissionsformel auf das normale Triplet gut wiedergegeben.

6. Der Einfluß der Dampfdichte auf die teilweise Polarisation.

Meine Versuche an Na und Li ergaben keine sehr merkliche Abhängigkeit der teilweisen Polarisation von der Dampfdichte. Dies ist insofern nicht gerade überraschend, weil der Einfluß der Dampfdichte[2]) auf den Parameter $\overline{n\varkappa}$ sicher nicht einmal von 1. Ordnung ist und wegen der Einstellungsschwierigkeiten eine Variierung der Konzentration nur innerhalb verhältnismäßig enger Grenzen vorgenommen werden konnte. Andererseits ist es eine wohl konstatierte Tatsache[3]), daß Flammen kein teilweise polarisiertes Licht mehr aussenden, wenn sie mit Salzen überladen sind. Ich habe es unternommen, für den Fall eines normalen Zeemanschen Triplets bei konstantem Felde von 11000 cm $^{-\frac{1}{2}}$ g $^{\frac{1}{2}}$ sec $^{-1}$ und konstanter Flammendicke von 12 mm $\frac{E_p}{E_s}$ unter Annahme variierender Konzentration, daher auch veränderlicher Parameterwerte, zu berechnen.

1) W. Lohmann: l. c.
2) W. Voigt: Magneto- und Elektrooptik. S. 114.
3) Cotton: C. R. 125. S. 1169—1172. 1897.

11000 Gauß. $D = 12$ mm.

$\overline{nx}$	ν'	$\frac{E_p}{E_s}$
$0{,}060 \times 10^{-4}$	$15{,}1 \times 10^{10}$	0,920
$0{,}100 \times 10^{-4}$	$18{,}0 \times 10^{10}$	0,910
$0{,}187 \times 10^{-4}$	$19{,}2 \times 10^{10}$	0,873
$0{,}535 \times 10^{-4}$	$11{,}2 \times 10^{10}$	0,794
$10{,}7 \times 10^{-4}$	$11{,}2 \times 10^{10}$	0,985
$10{,}7 \times 10^{-3}$	$11{,}2 \times 10^{10}$	0,995

Diese Tabelle ergibt das mit der Erfahrung übereinstimmende Resultat, daß für sehr große $\overline{nx}$, d. h. für Dämpfe große $\overline{nx}$, die teilweise Polarisation sehr gering ist. Nach obigem muß es für jede Dicke der leuchtenden Schicht ein wohldefiniertes $\overline{nx}$ geben, für welches bei einer bestimmten Feldstärke die teilweise Polarisation ihren größten Betrag erreicht.

Da in den Formeln zur Berechnung der Emission nx nie isoliert, sondern stets mit der Flammendicke multipliziert, vorkommt, so muß diese einen ähnlichen Einfluß auf den Verlauf des Quotienten $\frac{E_p}{E_s}$ ausüben wie nx. Hierauf wird man auch die großen numerischen Verschiedenheiten des Effekts bei Hg 5461 und 4359 für die Lichtquellen verschiedener Dicke zurückführen müssen; die Quarzlampe besaß einen Außendurchmesser von 10 mm und die Quecksilber-Geißlerröhre einen solchen von 2 mm.

7. Die teilweise Polarisation und der Zeeman-Effekt.

Die Kenntnis von der Zerlegung der Spektrallinie durch das Magnetfeld ist eine notwendige Vorbedingung für die numerische Berechnung der teilweisen Polarisation. Im allgemeinen zeigen Linien mit gleichem oder ähnlichem Zeeman-Effekt, also Individuen einer gewissen Serie, hinsichtlich des Intensitätsverhältnisses $\frac{E_p}{E_s}$ eine bessere Übereinstimmung unter sich als voneinander gänzlich verschiedene Zerlegungstypen.

Man vergleiche die Ergebnisse der Messungen an den Linien der II. Nebenserie des Quecksilbers[1]):

$\lambda = 5461$ (Nonet); $\lambda = 4359$ (Sextuplet); $\lambda = 4046$ (Triplet).

1) S. dazu C. Runge u. F. Paschen: Sitz.-Ber. der Berliner Akad. S. 380. 1902.

Bei allen dreien stimmt die sehr beträchtliche teilweise Polarisation sowohl im Verlaufe wie in der absoluten Größe gut überein; allen drei Typen ist andererseits auch das gemein, daß die äußersten Komponenten sich im zweifachen Normalabstand von der Lage der unzerlegten Linie befinden. Die übrigen untersuchten Quecksilberlinien zeigen einen von obigem abweichenden Zeeman-Effekt und ebenfalls andere Intensitätsverhältnisse, hinsichtlich derer keine Gruppierung vorgenommen werden kann.

Die Cadmiumlinien[1]) $\lambda =$ 5086, 4800, 4678, deren Zerlegung genau der von den Mitgliedern der II. Nebenserie im Hg-Spektrum gleich ist, weisen eine geringere teilweise Polarisation auf, die aber bei allen dreien unter sich wieder gleich ist.

Für Na 5890 und Li 6708 haben sich fast dieselben Kurven ergeben; das Sextuplet ist eben nahe äquivalent dem Triplet.

Die gelbe und die rote Heliumlinie fallen aus dem Schema dieser Erklärungen heraus. Obwohl beide im Magnetfelde normale Zeemansche Triplets liefern, weist der Typus des Verlaufs der teilweisen Polarisation weit mehr Ähnlichkeit mit dem beim Quadruplet (D_1-Linie) als beim Triplet (Li 6708) oder Sextuplet (D_2-Linie) auf, indem die teilweise Polarisation ein Maximum überschreitet.

IV. Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit.

1. Die vorliegende Arbeit liefert quantitative Messungen der teilweisen Polarisation durch das Magnetfeld für die Spektrallinien: He 6876, He 5876; Na 5896, Na 5890; Li 6708; Th 5351; Sr 4608; Hg 6235, 5790, 5769, 5461, 4916, 4359, 4046; Cd 5086, 4800. 4678; Bi 4722.

2. Es wird gezeigt, daß auf den wahrgenommenen Effekt sekundäre Umstände nicht merklich influieren.

3. Auf Grund der theoretischen Untersuchungen von Herrn Prof. W. Voigt über Emission und Absorption bei ausgedehnten

1) C. Runge und F. Paschen: l. c.

Lichtquellen sind vier Formeln zur Berechnung der Gesamtemission abgeleitet worden, deren Brauchbarkeit durch photometrische Gegenproben verifiziert wird.

4. Bei der Anwendung dieser Formeln wird eine Bestimmung der Parameter ν' und $\overline{nx}$ für die D-Linien vorgenommen; die so gefundenen Werte stehen im Einklange mit den schon früher auf andere Weise erhaltenen.

5. Die Formeln wurden zur numerischen Berechnung des Verlaufs von $\frac{E_p}{E_s}$ in verschiedenen Magnetfeldern benutzt; sie geben ihn im Typus und auch annähernd im Betrage gut wieder beim Quadruplet von D_1 und beim Sextuplet von D_2. Sie führen zu dem Schluß, daß das Sextuplet nahe äquivalent dem Triplet ist, was auch durch die Beobachtungen an D_2 und Li 6708 einerseits, an Hg 4359 und 4046 andererseits, bestätigt wird. Dagegen steht das Verhalten der teilweisen Polarisation bei der roten und gelben Heliumlinie im Widerspruch mit dem für den Fall eines normalen Triplets durch die Formel bedingten Verlauf von $\frac{E_p}{E_s}$.

6. Mit Hülfe der Formeln zur Berechnung der Gesamtemission wird der Einfluß der Flammendicke und der Dampfdichte auf die teilweise Polarisation studiert und ein mit den experimentellen Erfahrungen vereinbartes Resultat erhalten.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, auch an dieser Stelle meinem hochverehrten Lehrer Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. W. Voigt für die freundlichen Anregungen zu dieser Arbeit und für sein förderndes Interesse an ihrem Fortschreiten meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Lebenslauf.

Ich, Johann Rudolf Wilhelm Wiechern, ev.-luth. Bekenntnisses, wurde am 14. Febr. 1885 zu Lauenbrück, Kreis Harburg a. d. Elbe, geboren. Mein Vater war der jetzt verstorbene Landwirt und Gastwirt Wilh. Wiechern zu Lauenbrück. Bis zu meiner Konfirmation (Ostern 1899) besuchte ich die Volksschule meines Heimatsortes, von Ostern 1899 bis Michaelis 1902 die Präparanden-Anstalt zu Lüneburg, von Michaelis 1902 bis Michaelis 1905 das evang. Schullehrer-Seminar zu Lüneburg.

Am 8. Sept. 1905 bestand ich die erste Lehrerprüfung zu Lüneburg und wurde daraufhin von der Königlichen Regierung zu Lüneburg als kommissarischer Lehrer an der Mittelschulabteilung der Stadtschule zu Gifhorn, Prov. Hannover, beschäftigt. Mit dem Bestehen der zweiten Lehrerprüfung am 13. Nov. 1907 zu Lüneburg erlangte ich die Befähigung zur endgültigen Anstellung im Elementarschuldienste.

Am 13. Febr. 1908 legte ich als Extraneer an der Oberrealschule am Clevertor zu Hannover die Reifeprüfung ab. Am 1. April 1908 trat ich aus dem Schuldienste aus, um mich dem Studium der Mathematik zu widmen. Von Ostern 1908 bis Ostern 1910 studierte ich in Göttingen, von Ostern 1910 bis Michaelis 1910 in München und von Michaelis 1910 bis Michaelis 1912 wiederum in Göttingen.

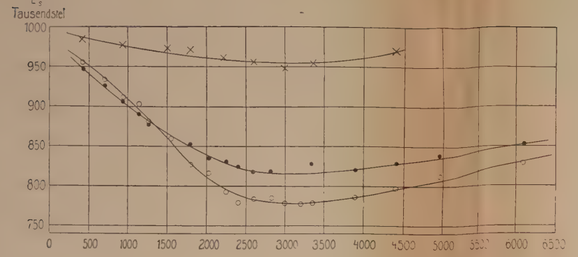
In Göttingen besuchte ich die Vorlesungen bezw. Übungen folgender Professoren: Bousset, Coehn, Hilbert, Husserl, Klein, Körte, Kötz, Krüger, Landau, M. Lehmann, Michelson, Minkowski, Mügge, E. Müller, Pompeckj, Prandtl, Riecke, C. Runge, E. Schröder, Simon, Titius, Vogt, W. Voigt, Wallach, Weißenfels, Wiechert, Zermelo, Zsigmondi.

In München: Burger, Graetz, v. Hertling, Pringsheim, Sommerfeld, Voll.

Meinen verehrten Lehrern sei auch an dieser Stelle aufs herzlichste gedankt.

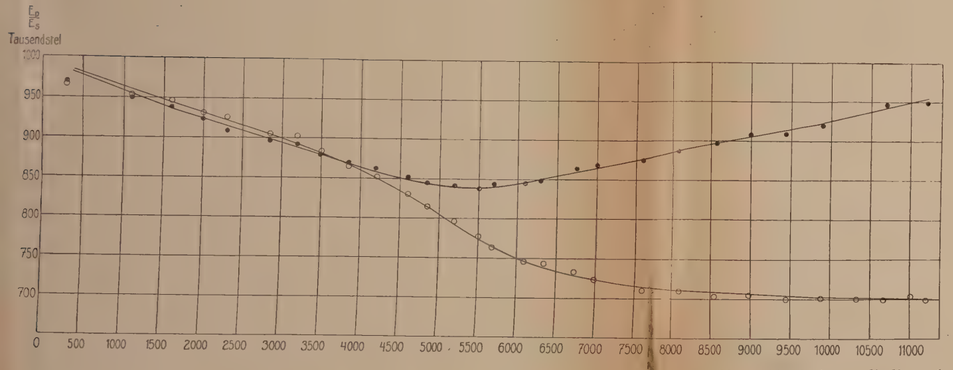
Tafel I.

A. **Helium.** + $\lambda = 5016$,
○ $\lambda = 5876$,
● $\lambda = 6876$.



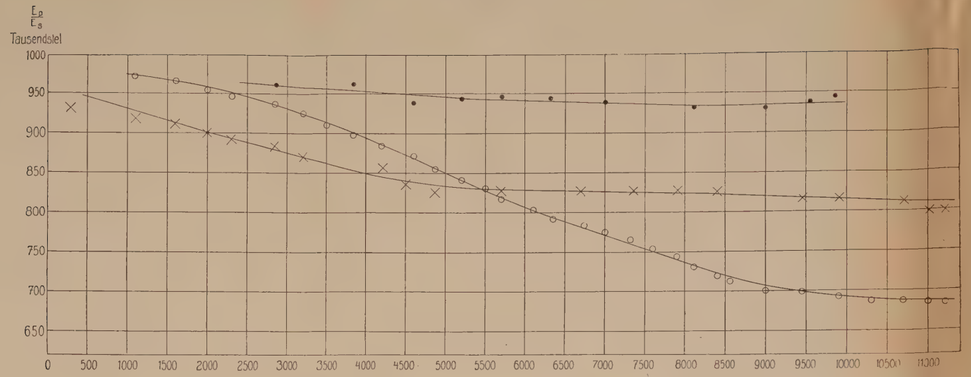
Mgt. Feldstärke in $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$

B. **Natrium.** ○ $\lambda = 5890$,
● $\lambda = 5896$.



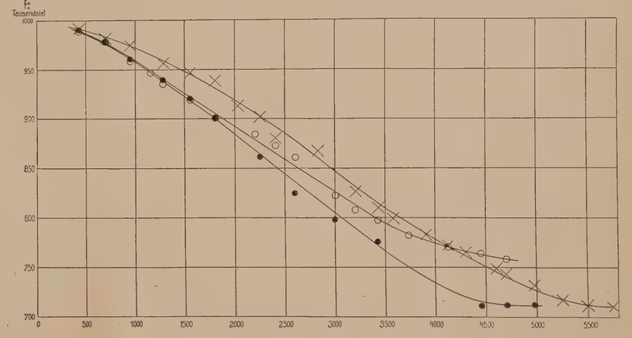
Mgt. Feldstärke in $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$

C. ● **Thallium** $\lambda = 5351$,
+ **Strontium** $\lambda = 4608$,
○ **Lithium** $\lambda = 6708$.



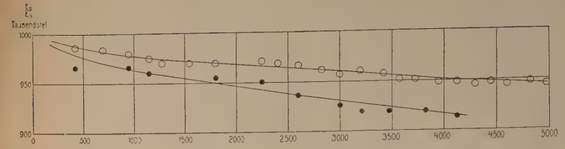
Mgt. Feldstärke in $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$

D. **Quecksilber** + $\lambda = 5461$,
● $\lambda = 4359$,
○ $\lambda = 4046$.



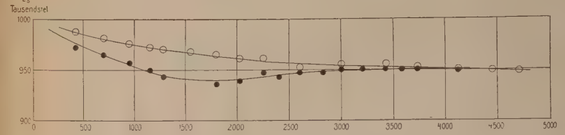
Mgt. Feldstärke in $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$

E. **Cadmium** ○ $\lambda = 4800$,
● $\lambda = 4678$.



Mgt. Feldstärke in $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$

F. ● **Cadmium** $\lambda = 5086$,
○ **Wismut** $\lambda = 4722$.

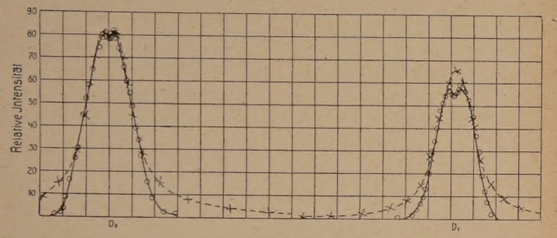


Mgt. Feldstärke in $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$

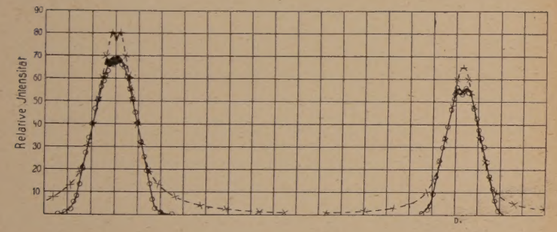
Tafel II.

Ermittelung der optischen Parameter $\overline{nz}$ und ν' der D-Linien.

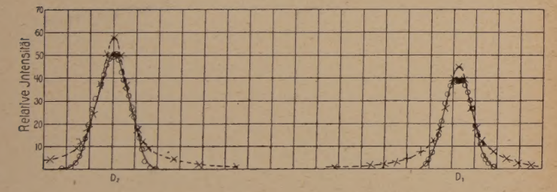
o gemessener Emissionsverlauf (Kurve ausgezogen).
+ berechneter Emissionsverlauf (Kurve punktiert).



A. Konz. $m = \frac{1}{2}$.



B. Konz. $m = \frac{1}{4}$.

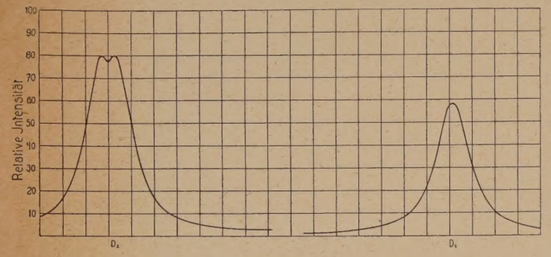


C. Konz. $m = \frac{1}{8}$.

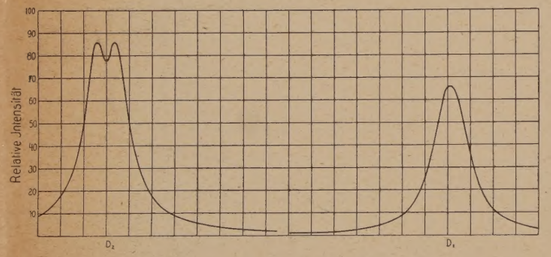
Tafel III.

Theoretische Berechnung der Emissionslinien im Na-Spektrum.

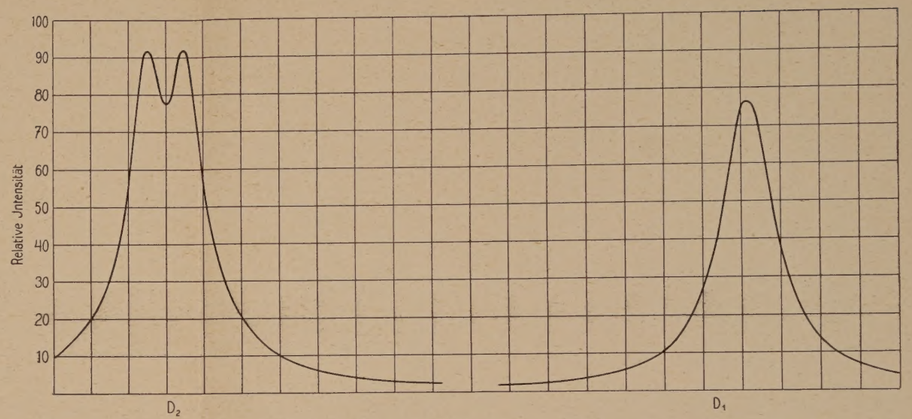
A. Nach Formel (15): $\left[\varepsilon = \varepsilon_0\left(1 - \frac{1}{4}\cos^2\frac{\pi z}{D}\right)\right]$.



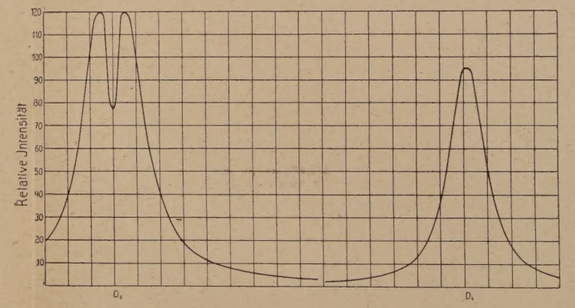
B. Nach Formel (13): $\left[\varepsilon = \varepsilon_0\left(1 - \frac{1}{2}\cos^2\frac{\pi z}{D}\right)\right]$.



C. Nach Formel (17): $\left[\varepsilon = \varepsilon_0\left(1 - \frac{3}{4}\cos^2\frac{\pi z}{D}\right)\right]$.



D. Nach Formel (9): $\left[\varepsilon = \varepsilon_0 . \sin^2\frac{\pi z}{D}\right]$.

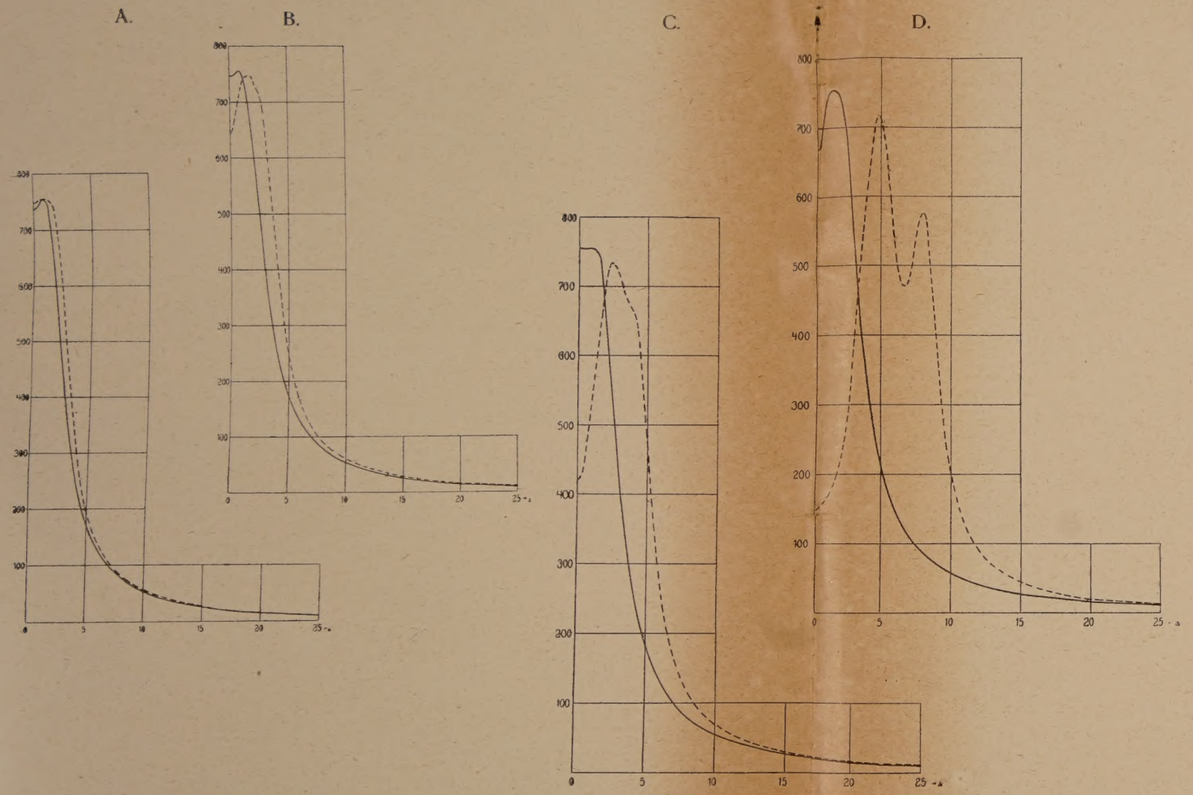


Tafel IV.

Die Komponenten der D_2-Linie unter dem Einfluß [redacted] Magnetfeldes.

(Berechnet nach Formel 13, angenommen $\overline{nz} = 0{,}5 \times 10^{-p}$
$\nu' = 11{,}2 \times 10^{10}$
Koppelungen I. und II. Art vorausgesetzt.)

A. ($P_0 = 0{,}9$). B. ($P_0 = 1{,}5$). C. ($P_0 = 2{,}4$). D. ($P_0 = 4{,}8$).



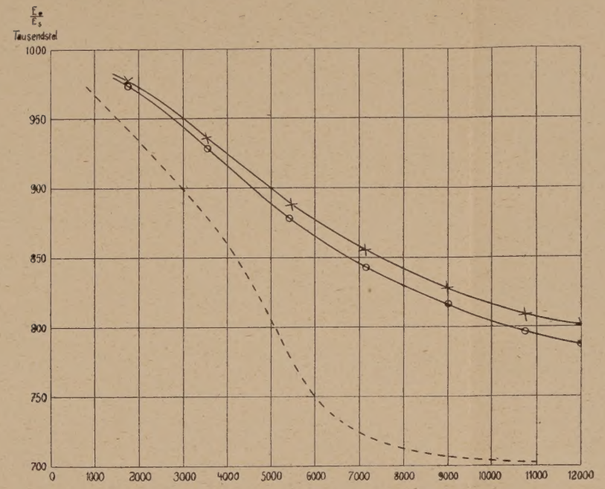
Tafel V.

Gemessener und berechneter Verlauf der teilweisen Polarisation durch das Magnetfeld.

A. D_2-Linie; punktierte Kurve: gemesssen.

+ berechnet für $\overline{nz} = 0{,}390 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 15{,}1 \times 10^{10}$.

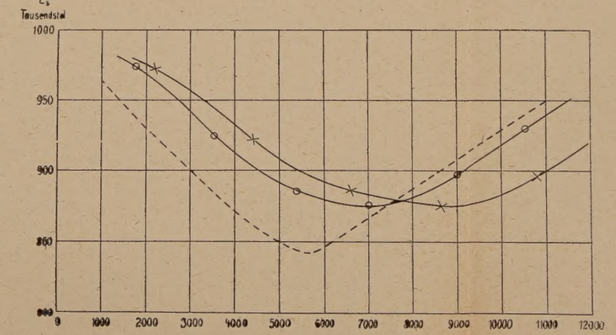
○ berechnet für $\overline{nz} = 0{,}270 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 15{,}1 \times 10^{10}$.



B. D_1-Linie; punktierte Kurve: gemessen.

+ berechnet für $\overline{nz} = 0{,}90 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 25{,}9 \times 10^{10}$.

○ berechnet für $\overline{nz} = 0{,}90 \times 10^{-4}$ und $\nu' = 21{,}4 \times 10^{10}$.

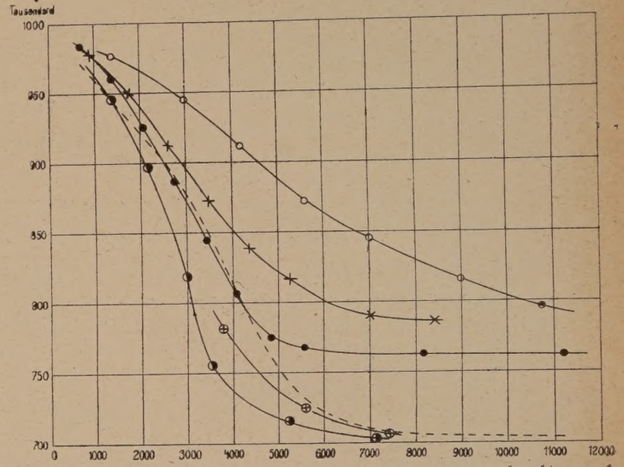


Tafel VI.

A. Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ beim Sextuplet der D_2-Linie.

○ $\overline{nz} = 0{,}270 \times 10^{-4}$, $\nu' = 15{,}1 \times 10^{10}$.
+ $\overline{nz} = 0{,}500 \times 10^{-4}$, $\nu' = 8{,}1 \times 10^{10}$.
● $\overline{nz} = 0{,}648 \times 10^{-4}$, $\nu' = 6{,}3 \times 10^{10}$.
⊕ $\overline{nz} = 0{,}810 \times 10^{-4}$, $\nu' = 5{,}0 \times 10^{10}$.
◑ $\overline{nz} = 1{,}000 \times 10^{-4}$, $\nu' = 4{,}1 \times 10^{10}$.

Punktierte Kurve: beobachtet.

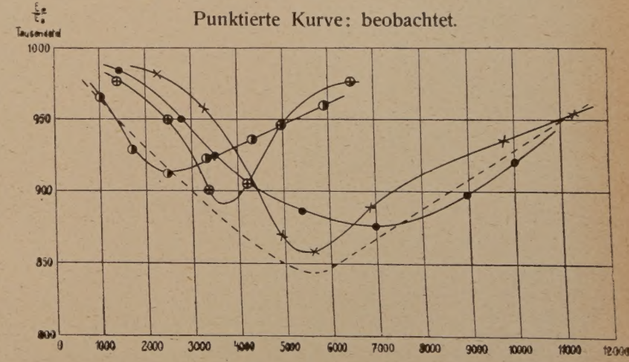


Mgt. Feldstärke in $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$

B. Berechnung von $\frac{E_p}{E_s}$ für das Quadruplet der D_1-Linie.

○ $\overline{nz} = 0{,}100 \times 10^{-4}$, $\nu' = 21{,}4 \times 10^{10}$.
+ $\overline{nz} = 0{,}178 \times 10^{-4}$, $\nu' = 12{,}0 \times 10^{10}$.
⊕ $\overline{nz} = 0{,}356 \times 10^{-4}$, $\nu' = 6{,}0 \times 10^{10}$.
◑ $\overline{nz} = 0{,}500 \times 10^{-4}$, $\nu' = 4{,}4 \times 10^{10}$.

Punktierte Kurve: beobachtet.



Mgt. Feldstärke in $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$